www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 25, 1963, no. 1 blz. 1-32 Verschenen 24 mei 1963

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

TER INTRODUCTIE

In januari 1936 verscheen het eerste nummer van het Philips Technisch Tijdschrift. Na een onderbreking van enkele jaren gedurende de oorlog werd de uitgave in 1946 hervat. Thans staan wij aan het begin van de 25ste jaargang.

Op vrijwel alle gebieden van wetenschap en techniek heeft zich sedert 1936 een enorme ontwikkeling voltrokken en zeker geldt dit voor de werkgebieden van de Philips-onderneming. Onze laboratoria hebben daarbij een eervolle rol gespeeld. Soms hebben zij een geheel nieuw gebied ontsloten — wij denken b.v. aan de elektrotechnische toepassingen van magnetische ferrieten en de toepassing van de Stirlingcyclus voor het verkrijgen van zeer lage temperaturen. Soms moesten zij elders verkregen inzichten absorberen en verwerken, maar daarbij hebben zij in de meeste gevallen eigen inzichten en eigen technieken aan het bestaande toegevoegd. Al deze werkzaamheden vonden hun weerslag in het Philips Technisch Tijdschrift. Van de oorspronkelijke doelstelling die door prof. Holst in de inleiding van het eerste nummer werd aangegeven, werd daarbij niet afgeweken. Wij citeren het volgende:

„Men zal in dit tijdschrift aantreffen:

a. beschrijvingen van nieuwe producten en hun eigenschappen, benevens onderzoekingen daaraan verricht;
b. toepassingen van zulke producten; werkwijzen, waarin ze worden gebruikt;
c. artikelen over allerlei kwesties, die met het voorafgaande in verband staan en die den lezer zouden kunnen interesseren.

Wat de wijze van behandelen betreft, zullen wij ons alle moeite geven om zo duidelijk mogelijk te schrijven en met de meest eenvoudige hulpmiddelen de zaken voor te stellen."

Het Philips Technisch Tijdschrift heeft in binnen- en buitenland een grote kring van lezers, die het zowel op de hoogte brengt van het werk in de Philipslaboratoria als ook van nieuwe aspecten van technisch-wetenschappelijke ontwikkeling. Ik ben ervan overtuigd dat het ook in de toekomst deze belangrijke taak zal blijven vervullen.

H. B. G. CASIMIR.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET 50-JARIG JUBILEUM VAN DE HALFWATTLAMP

door J. C. LOKKER *).

621.326.72

Dat nu 50 jaar geleden een der belangrijkste stappen, zo niet de belangrijkste stap, werd gezet in de ontwikkeling van de gloeilamp, nl. de uitvinding van de met gas gevulde lamp, geeft ons een gerede aanleiding de ontwikkeling van deze lamp nog eens na te gaan. In het onderstaande artikel wordt tevens het aandeel gememoreerd dat de Philipsfabrieken daarin hebben gehad.

Ir. Lokker, die wij bereid hebben gevonden deze terugblik voor ons te schrijven en wiens portret hiernaast is geplaatst, heeft de ontwikkeling van de gloeilamp bij Philips grotendeels meegemaakt en geleid. Hij kwam hier in 1908 in dienst, als eerste door ir. G. L. F. Philips te werk gestelde ingenieur, en hij is nadien tot zijn pensionering in 1945 de leider geweest van de afdeling die thans „Hoofdindustriegroep Licht" heet.

In het jaar 1879 vond Thomas Alva Edison de oplossing voor het probleem hoe men met behulp van elektrische stroom licht kon maken in een enigszins praktische vorm. Met groot succes werd de uitvinding gedemonstreerd op de wereldtentoonstelling te Parijs in 1881. Dit was het begin van de kooldraadlamp. Verscheidene firma's en ingenieurs zetten zich aan het werk om soortgelijke lampen en installaties te maken, doch daar er maar zeer weinig elektriciteitsnetten waren, schoten de ontwikkeling en de uitbreiding van het elektrische licht aanvankelijk slechts langzaam op.

G. L. F. Philips, in 1858 geboren en in 1883 in Delft afgestudeerd als werktuigkundig ingenieur, interesseerde zich dermate voor de beginselen van de elektriciteit en speciaal voor de kooldraadlamp, dat hij na enige praktijkjaren en na proeven in een primitieve proefruimte thuis te Zaltbommel, in 1891 in een oude bukskinfabriek te Eindhoven begon zulke lampen te fabriceren [1]). Andere firma's maakten toen reeds grote aantallen van deze lampen. In de beginjaren had G. L. F. Philips met zeer veel moeilijkheden te kampen. Was zijn broer A. F. Philips hem begin 1895 niet te hulp gekomen voor de verkoop van de lampen, dan was zelfs de kans groot geweest dat hij met de fabricage had moeten stoppen. Gezamenlijk ging het nu bergopwaarts. Daar er toen in Nederland nog vrijwel geen elektrische centrales waren, wierpen de beide broers zich op de Duitse markt, en wel met zoveel succes dat de Gewerbeausstellung in Düsseldorf in 1901 geheel met Philips lampen werd verlicht.

De hevige concurrentiestrijd met andere fabrikanten leidde in 1903 tot de oprichting van de „Verkaufsstelle Vereinigte Glühlampenfabriken" in Berlijn. Gaf dit een zekere rust aan commerciële zijde, op de fabricage werd de druk, veroorzaakt door de vraag naar betere en nieuwe lampen, niet minder. Weliswaar was de fabricage van de kooldraden aanzienlijk verbeterd door de overgang van chloorzinkcellulose als grondstof naar een collodiumoplossing in ijsazijn; de kooldraden gebruikten echter te veel vermogen voor een bepaalde lichtstroom en de lampen werden gedurende hun leven tamelijk zwart. Men zocht naar andere materialen voor de gloeidraad. Wij noemen slechts de Nernst-lamp, met een staafje van thorium-ceriumoxyde (1897), de osmiumlamp (1900), de tantaallamp van Siemens (1904) en, in 1906, de wolfraamlamp (*fig. 1*).

Ofschoon het smeltpunt van wolfraam niet zo hoog is als dat van koolstof, is zijn verdampingssnelheid bij hoge temperatuur aanzienlijk geringer. Wolfraam is daardoor beter geschikt als materiaal voor gloeilichamen. Daar het smeltpunt van het metaal wolfraam echter zo hoog lag dat er geen materiaal bekend was waarin het gesmolten kon worden (grafiet kwam om chemische redenen niet in aanmerking), moest een bijzondere methode worden uitgewerkt om wolfraam in draadvorm te krijgen. Daartoe werd het als fijn poeder met een organische stof tot een pasta verwerkt, welke door fijne gaatjes in diamanten geperst werd tot draden. Na voorverhitting in een indifferent gas, waarbij de organische kleefstof verdween, gevolgd door een verhitting op zeer hoge temperatuur, het zg. prepareren, ontstonden er metallisch glanzende draden. Deze draden werden op speciale stellen gemonteerd en ingesmolten. Zo ontstond, rond 1906, de gespotenwolfraamdraadlamp.

Deze lamp vertegenwoordigde een zeer grote vooruitgang ten opzichte van de kooldraadlamp, die dan ook geleidelijk van de markt verdween. Alleen voor

*) Vroeger verbonden aan de N.V. Philips; thans gepensioneerd.

[1]) Zie o.a. N. A. Halbertsma, Het ontstaan van een gloeilampenfabriek in 1891, Philips techn. T. **23**, 202-216, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

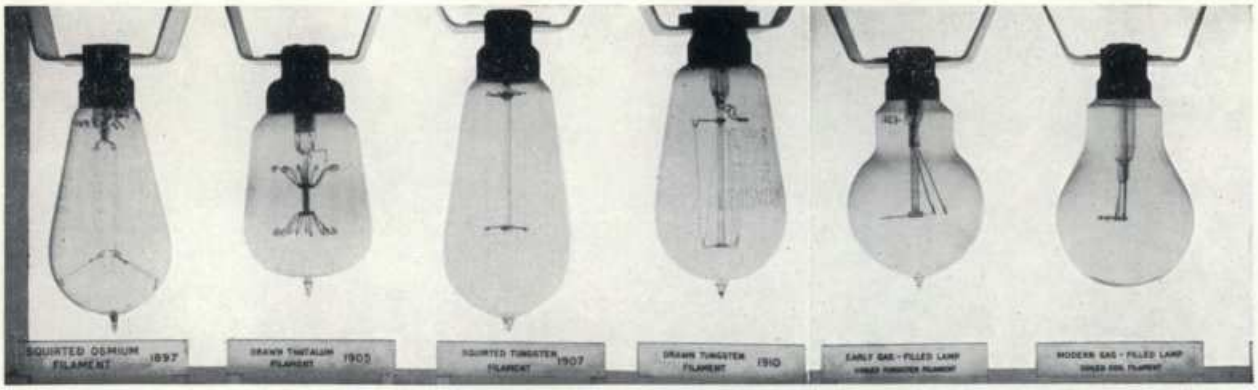


Foto Science Museum, Londen

Fig. 1. Reeks van zes metaaldraadlampen uit de jaren 1897 tot ca. 1937. No. 1 (van links) is een lamp met osmiumdraad, no. 3 een lamp met gespoten wolfraamdraad, no. 5 een der vroege „halfwattlampen" (ca. 1915), no. 6 een moderne lamp.

plaatsen waar de lampen aan zeer sterke trillingen blootstonden, bleef de kooldraadlamp nog jaren bestaan. De vermindering van het opgenomen vermogen, van 3,5 watt per kaars bij de kooldraadlamp tot ca. 1 watt bij de wolfraamlamp, gaf snel de doorslag, zowel ten aanzien van de gebruiksmogelijkheden van de elektrische lamp als voor de uitbreiding van de centrales. Echter, de wijze van fabriceren van de nieuwe lampen leek meer op laboratoriumwerk dan op fabricage, terwijl ook het feit dat ze niet goed bestand waren tegen schokken en transport, een bezwaar bleek. Er werd dan ook op alle manieren gezocht naar een methode om een steviger wolfraamdraad te maken, nl. door trekken.

Het was de Amerikaan Coolidge wie dit in 1908 het eerst gelukte. Hij perste wolfraampoeder tot staafjes, verhitte deze voor om ze geleidend en hanteerbaar te maken, verhitte ze vervolgens in indifferent gas tot vlak bij het smeltpunt en hamerde de staafjes witgloeiend tot dikke draden (*fig. 2*)

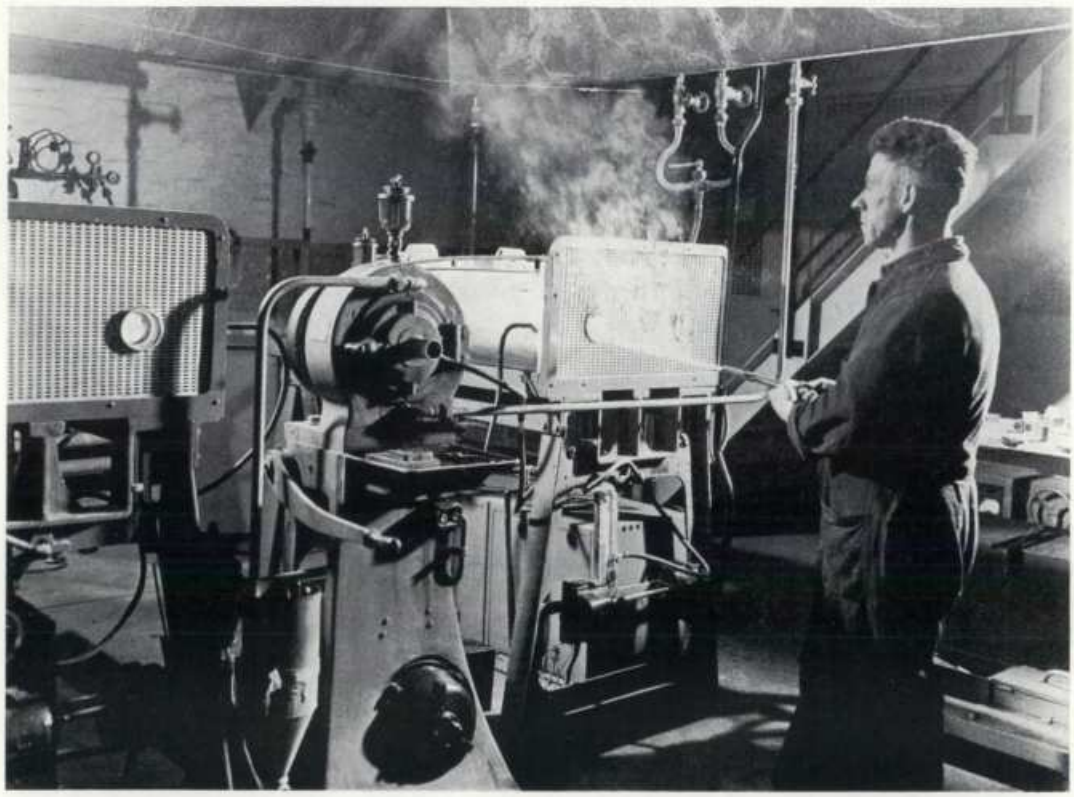
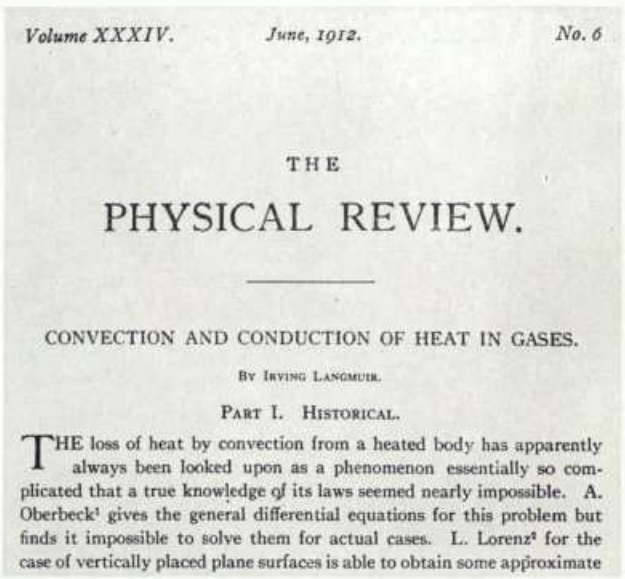


Fig. 2. Om ductiel wolfraamdraad te maken, worden gesinterde wolfraamstaven door hamermachines verdicht, waarna met trekbanken de staven tot draad van de gewenste dikte kunnen worden getrokken. De foto toont een hamermachine waar de wolfraamstaaf met de hand ingebracht wordt, nadat hij in de ernaast staande oven tot zeer hoge temperatuur is verhit; na enige bewerkingen in deze machine wordt de staaf nog door een automatisch transporterende hamermachine geleid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Volume XXXIV. June, 1912. No. 6

THE

PHYSICAL REVIEW.

CONVECTION AND CONDUCTION OF HEAT IN GASES.

By Irving Langmuir.

Part I. Historical.

THE loss of heat by convection from a heated body has apparently always been looked upon as a phenomenon essentially so complicated that a true knowledge of its laws seemed nearly impossible. A. Oberbeck[1] gives the general differential equations for this problem but finds it impossible to solve them for actual cases. L. Lorenz[2] for the case of vertically placed plane surfaces is able to obtain some approximate

Fig. 3. Irving Langmuir (links), in gesprek met Sir J. J. Thomson, de ontdekker van het elektron. (Deze foto, gemaakt in het jaar 1923, is ons welwillend ter beschikking gesteld door General Electric Research Laboratories, Schenectady.)
Rechts een reproduktie van het begin van de eerste der publikaties van Langmuir die leidden tot de ontwikkeling van de halfwattlamp.

Deze waren bij de bewerkingen zo ductiel geworden dat ze zich bij verhoogde temperatuur tot draad van elke gewenste dikte, ook de allerfijnste, lieten trekken.

Ook aan de Philipsfabrieken gelukte het zeer snel om dit procédé te realiseren: onze eerste getrokkendraadlamp werd 5 december 1911 gemaakt. Dank zij deze krachtsinspanning kwam de nieuwe lamp van Philips vrijwel gelijktijdig met die van de concurrerende lampenfabrieken op de markt. In juli 1912 kon de fabricage van lampen met gespoten draad geheel worden stopgezet en er werden daarna alleen nog lampen met getrokken draad op de markt gebracht.

De nieuwe techniek met getrokken wolfraamdraad was nauwelijks in de fabriek ingevoerd, of een nieuwe uitvinding werd aangekondigd: de gloeilamp met een met gas gevulde ballon. Dit was begin 1913 — nu juist 50 jaar geleden. Daar de nieuwe lamp per kaars lichtsterkte slechts een vermogen van ca. $\frac{1}{2}$ W verbruikte, werd ze al spoedig bekend onder de naam „halfwattlamp". De verdienste van de uitvinding van deze lamp komt toe aan Irving Langmuir, vooraanstaand natuurkundige, die in de uitgebreide laboratoria van de General Electric Company te Schenectady (V.S.) werkte (*fig. 3*).

Aanvankelijk betrof de uitvinding uitsluitend grote lampen, van 600 tot 3000 kaars. Voor lampen met kleinere vermogens, die het leeuwedeel van de produktie der lampenfabrieken vormden, kwam de vulling met gas vooralsnog niet in aanmerking, doch een in de hele wereld ingezet intensief onderzoek leidde er in enkele jaren toe dat ook de belangrijkste categorieën van die lampen van hetzelfde principe konden profiteren.

De stappen die tot de bedoelde uitvinding hebben geleid, en het onderzoek dat hierna de toepassingsmogelijkheden ervan essentieel heeft verruimd, zijn nog steeds als een klassiek voorbeeld van de toepassing van het relatief jonge vak der Technische Fysica te beschouwen. Het feit dat dit jaar het 50-jarig jubileum van de halfwattlamp kan worden gevierd, geeft ons aanleiding dit interessante werk nog eens de revue te laten passeren. We staan eerst bij de uitvinding zelf stil en gaan daarna in op de verdere ontwikkeling.

De vinding van Langmuir

Een kritische studie van een onderzoek door Nernst, over de vorming van stikstofoxyde aan een in lucht gloeiende draad [2]), leidde Langmuir tot een onderzoek naar de warmteverliezen door geleiding en convectie van een draad, gloeiend in een gas.

Dat het aanlokkelijk was een draad voor een gloeilamp niet zoals tot dusverre in een luchtledig te laten gloeien, maar in een indifferent gas (indifferent ten opzichte van het gloeiende wolfraam), wordt verklaard door het feit dat het omringende gas de verdamping van het wolfraam in aanzienlijke mate tegenhoudt. Hierdoor is met behoud van de levensduur een aanzienlijk hogere gloeitemperatuur mogelijk, en hoe hoger deze temperatuur, des te beter de

[2]) W. Nernst, Chemisches Gleichgewicht und Temperaturgefälle, Festschrift L. Boltzmann, uitg. Barth, Leipzig 1904, blz. 904-915.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

omzetting van het toegevoerde vermogen in licht. De aanwezigheid van een gas impliceert echter een warmteverlies door geleiding via het gas. Neemt men hiertegen geen maatregelen, dan wordt de winst van de betere omzetting er volledig door teniet gedaan. Juist de beteugeling van de warmteverliezen, veroorzaakt door de vulling met gas, is het doel geweest van de onderzoekingen van Langmuir. Hij heeft de resultaten hiervan neergelegd in enige beroemd geworden publikaties [3]) (zie fig. 3). We vatten zeer in het kort de resultaten van zijn experimenten en theoretische beschouwingen samen [4]).

De viscositeit van gassen neemt toe met toenemende temperatuur. In de onmiddellijke nabijheid van een gloeilichaam is de viscositeit zo groot dat zelfs geen stroming van het gas meer plaatsvindt. Voor een kwantitatieve beschouwing kan men zich gemakshalve voorstellen dat elk gloeiend lichaam in een gasatmosfeer omringd is door een stilstaande gaslaag, waarvan de buitenzijde ongeveer de temperatuur T_1 van de omgeving heeft en de binnenzijde de temperatuur T_2 van het gloeiende lichaam.

Zich baserende op deze voorstelling, waarbij dus de warmte van de gloeiende draad, behalve door straling, uitsluitend door geleiding via de stilstaande gaslaag afgegeven wordt, vond Langmuir dat de warmteafleiding W per eenheid van lengte van het gloeilichaam (in W/min) zich beschrijven laat door de formule:

$$W = \frac{2\pi}{\ln \frac{b}{a}} (\varphi_2 - \varphi_1), \quad \ldots\ldots (1)$$

waarbij

$$\varphi_i = 4{,}19 \int_0^{T_i} k \, dT. \quad \ldots\ldots (2)$$

Hierin is a de diameter van het gloeilichaam, b de diameter van de cilindrische stilstaande gaslaag en k de warmtegeleidingscoëfficiënt van het gas (in cal/m graad sec). Voor de berekening van de in (1) voorkomende factor

$$\frac{2\pi}{\ln \frac{b}{a}}, \quad \ldots\ldots\ldots (3)$$

gewoonlijk s genoemd, die de onbekende diameter b van de stilstaande gaslaag bevat, gaf Langmuir de formule:

$$\frac{a}{B} = \frac{s}{\pi} e^{\frac{-2\pi}{s}}, \quad \ldots\ldots (4)$$

waarin B de dikte is van de stilstaande gaslaag die ontstaat aan een gloeiende vlakke plaat in hetzelfde gas. In *fig. 4* is s als functie van a/B uitgezet.

De waarde van B was voor de latere praktische toepassing van het gevondene van fundamenteel belang. Volgens Langmuir is B evenredig met de viscositeit van het omringende gas, omgekeerd evenredig met de dichtheid van het gas, omgekeerd evenredig met de macht 0,75 van de druk van het gas, en ten slotte ongeveer evenredig met de absolute temperatuur van het gas. Bij waarden van B en van de filamentdiameter a, die in de praktijk kunnen voorkomen, blijkt a/B te liggen tussen 0,02 en 0,2. (Straks zal blijken waarom we nu niet van draad doch van „filament" spreken.) In dit gebied kan de kromme van fig. 4 met redelijke nauwkeurigheid voorgesteld worden door de vergelijking:

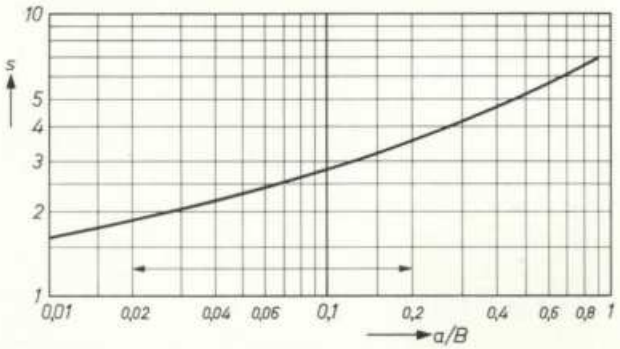


Fig. 4. Grafische voorstelling van verg. (4). In de praktijk varieert a/B slechts in het langs de abscis aangegeven gebied.

$$\frac{2\pi}{\ln \frac{b}{a}} = s = C \left(\frac{a}{B}\right)^{0{,}3}, \quad \ldots\ldots (5)$$

waarin C een constante is. De bruikbaarheid van deze formule is later nog door vele experimenten bevestigd.

De totale warmteafleiding W_g (in watt) via het gas, bij een filament met een lengte l en met een diameter a (beide in mm), wordt nu:

$$W_g = C\, l \left(\frac{a}{B}\right)^{0{,}3} (\varphi_2 - \varphi_1). \quad \ldots (6)$$

Hieruit blijkt dat de warmteverliezen aan het gas voornamelijk bepaald worden door de lengte van het filament, terwijl de diameter ervan slechts een bijkomstige invloed heeft. Voor een omgevingstemperatuur T_1 van 300 °K en een gloeitemperatuur T_2 tussen 2500 en 3300 °K is voor de gassen stikstof,

[3]) I. Langmuir, Convection and conduction of heat in gases, Phys. Rev. **34**, 401-422, 1912; voorts Proc. Amer. Inst. Electr. Engrs. **31**, 1011-1022, 1912. Idem, Convection and radiation of heat, Trans. Amer. Electrochem. Soc. **23**, 299-332, 1913.

[4]) Vele jaren later heeft men nog nader onderzocht, welke invloed de afwijkingen van enige door Langmuir ter vereenvoudiging ingevoerde onderstellingen hebben; zie I. Brody en F. Körösy, J. appl. Phys. **10**, 584, 1939. Verder ook: W. Elenbaas, Physica **4**, 761, 1937 en **6**, 380, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

argon en krypton $\varphi_2 - \varphi_1$ als functie van T_2 voor te stellen door:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = a\left(\frac{T_2}{2700}\right)^{\beta} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

De constanten a en β hebben hierin de waarden, vermeld in *tabel I*. *Fig. 5* geeft van verg. (7) een grafische voorstelling.

Tabel I.

gas	a in W/min	β	atoomgewicht
stikstof	0,170*)	1,65	14
argon	0,122	1,65	40
krypton	0,073	1,65	83

*) Dit is berekend zonder rekening te houden met de dissociatie van de stikstofmoleculen N_2. Uit proeven is gevonden dat door dissociatie de waarde ca. 0,22 wordt.

Uit het bovenstaande kan men alvast de conclusie trekken dat het voordelig zou zijn, een korte dikke gloeidraad te gebruiken, en uit de formules (6) en (7) zou men dan de warmteverliezen en daarmee vervolgens het lichtrendement kunnen berekenen. Als men echter een gloeilamp voor gegeven spanning en vermogen wil maken, liggen lengte en diameter van de draad reeds vast. Nu komt dan ook pas de kwintessens van het hele verhaal. Na invullen van (3) kan men verg. (4) schrijven in de vorm [5]):

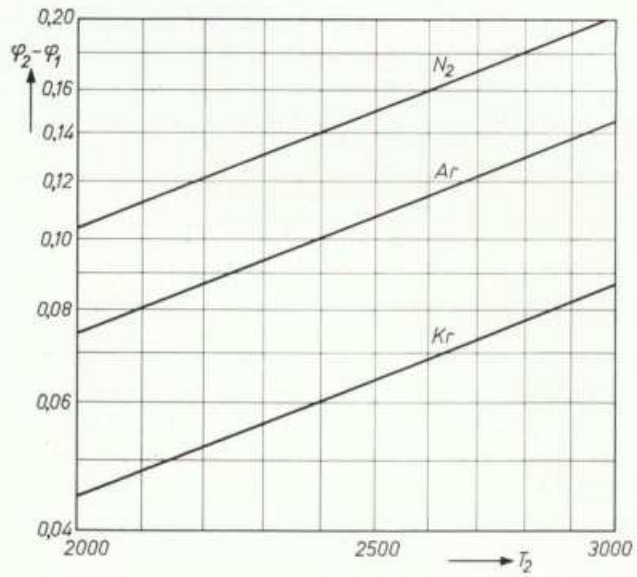


Fig. 5. Grafiek van de grootheid $\varphi_2 - \varphi_1$ in Langmuirs formule voor de warmteafleiding (verg. 1), als functie van de gloeitemperatuur T_2 in °K. Uitgezet zijn de theoretische waarden voor verschillende gassen (bij N_2 is geen rekening gehouden met dissociatie).

[5]) Eigenlijk geeft Langmuir het verband:

$$b \ln \frac{b}{a} = 2B ,$$

dat echter minder duidelijk spreekt dan (8).

$$\frac{b}{a} \ln \frac{b}{a} = 2\left(\frac{a}{B}\right)^{-1} . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Aangezien a/B, zoals vermeld, ligt tussen 0,02 en 0,2, zien we dat b/a, de verhouding van de dikte van de stilstaande gascilinder tot de dikte van de gloeidraad, voor alle praktisch in aanmerking komende gevallen veel groter is dan 1 (zie *fig. 6*). Rolt men een lange dunne draad op tot een korte spiraal, waarbij de afstand van de opvolgende windingen hart op hart gemeten ca. 1,5 maal de draaddiameter is, dan overlappen dus de stilstaande gaslagen van de afzonderlijke windingen elkaar volledig. De gespiraliseerde lange dunne draad gedraagt zich derhalve qua warmteafgifte aan het gas als een kort cilindervormig gloeilichaam met een diameter gelijk aan de uitwendige spiraaldiameter. Een eenvoudige berekening met toepassing van formule (6) toont dat men hierdoor de warmteafgifte aan het gas gemakkelijk tot 15% kan terugbrengen, waardoor de nadelen van de vulling met gas voor een groot deel opgeheven worden — althans voor lampen met groot vermogen. Voor kleinere lampen was in eerste instantie de balans nog onvoordelig, zoals in het volgende zal worden toegelicht.

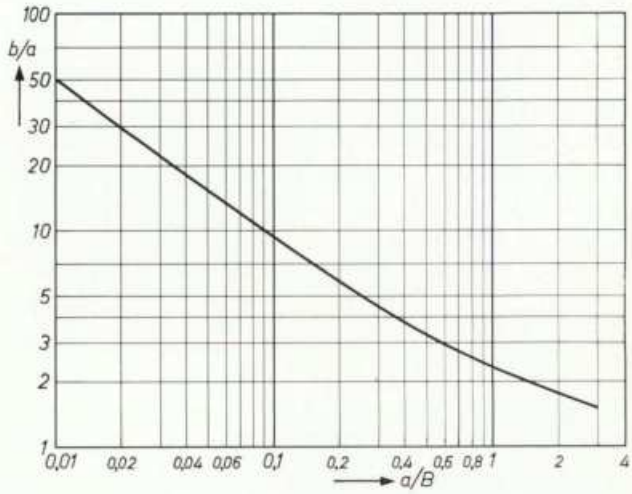


Fig. 6. Verhouding van de diameter b der stilstaande gaslaag en de diameter a van het (cilindrische) gloeilichaam, als functie van a/B, berekend volgens Langmuir (verg. 8).

De realisering van de uitvinding

Voor de realisering van Langmuirs uitvinding was het nodig, wolfraamdraad tot een spiraal te wikkelen. Daartoe was ductiel, buigbaar draad nodig, zodat de eerder vermelde werkwijze van Coolidge om zulk draad te maken, juist op tijd was gekomen.

De fabricage bracht echter andere problemen mee. Deze betroffen in de eerste plaats het zwart worden van de ballon — juist het effect dat de vulling met gas moest bestrijden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Over het zwart worden van gloeilampen bestond reeds een jarenlange ervaring. Bij de kooldraadlampenfabricage had men gemerkt dat de ballons en de glazen stellen waarop destijds de lampen luchtledig gepompt werden, zoveel mogelijk gedroogd moesten worden. Dit geschiedde door de ballons onder de pompkappen tot enige honderden graden te verhitten en de hierbij vrijkomende waterdamp weg te nemen met fosforpentoxyde. De laatste resten van de waterdamp en van de nog aanwezige lucht in de ballon werden na afsmelten weggenomen: hiertoe bracht men een kleine hoeveelheid rode fosfor, die in de pompstengel was geplaatst, door verhitting tot verdampen en bracht tevens de kooldraad tot gloeien.

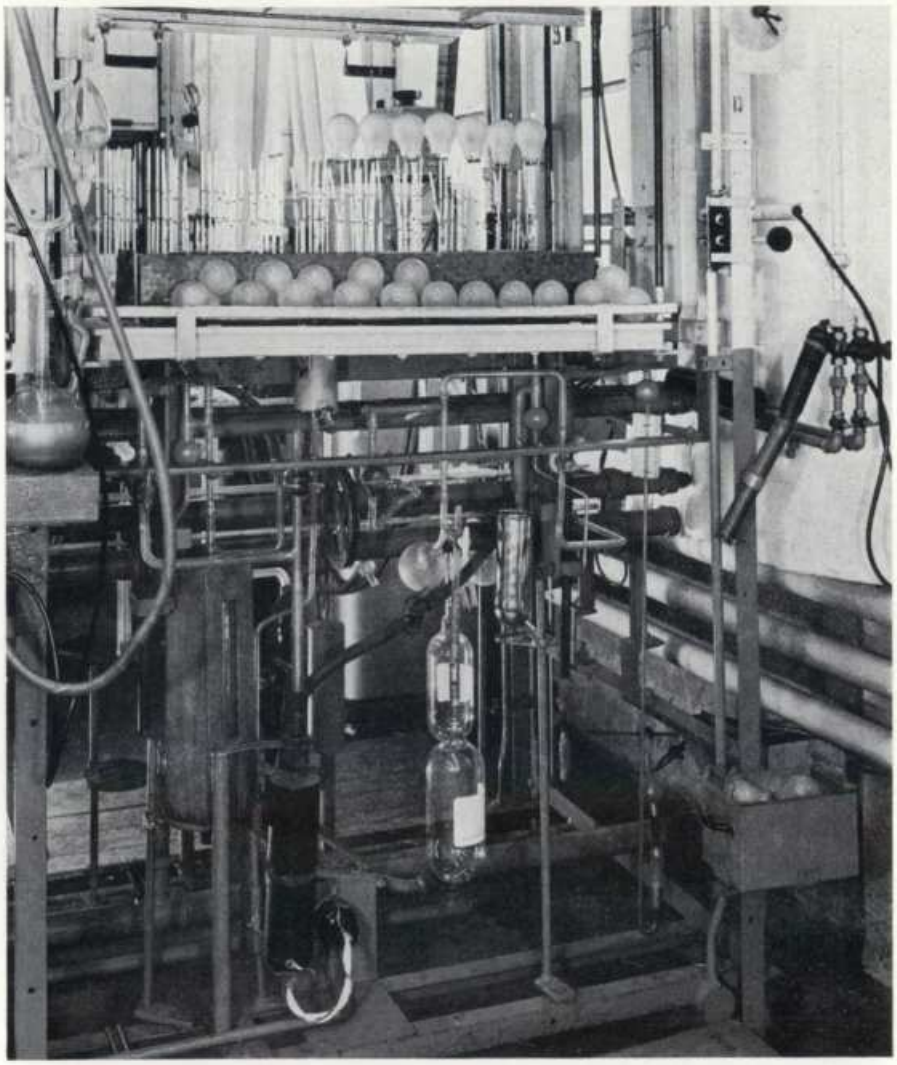


Fig. 7. Bij het luchtledig pompen van de gloeilampenballons worden de laatste sporen waterdamp verwijderd door een vloeibare-lucht-val in de pompleiding (zie het dewarvat ongeveer in het midden van de foto).

Bij de overgang van de kooldraadlamp tot de wolfraamdraadlamp, waarbij het zwart worden zich soms in zeer sterke mate voordeed, werd eerst gedacht dat de zwarte neerslag uit koolstof bestond, afkomstig van de gebruikte organische kleefstof bij het maken van de gespoten wolfraamdraden; naderhand bleek dat de neerslag geen koolstof maar wolfraam was. Aangezien de zwarting zeer onregelmatig optrad, was het waarschijnlijk dat ze niet alleen aan gewone verdamping van wolfraam te wijten was, maar dat een soms wel, soms niet aanwezige stof de zwarting in de hand werkte. Men onderstelde dat de waterdamp hiervoor weer verantwoordelijk was, die blijkbaar een versneld transport van wolfraam van het gloeilichaam naar de wand kon teweegbrengen. Werd de temperatuur onder de pompkappen flink verhoogd, om het op de ballonwand nog aanwezige vocht los te maken, en werd dit dan weer weggepompt, dan trad inderdaad de onregelmatige zwarting niet meer op.

Bij de met gas gevulde lamp is de situatie wat betreft het zwart worden op zichzelf veel gunstiger dan bij de vacuümlamp: het warme gas nabij het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gloeilichaam — buiten de stilstaande laag — stijgt op en voert daarbij het verdampte wolfraam mee. Dit zet zich derhalve in hoofdzaak op de ballonwand recht boven het gloeilichaam af, d.i. bij lampen die in hangende positie branden in de hals, waar de zwarte neerslag het minst storend is. Echter worden tevens door het hete gas alle glazen delen van de lamp, vooral de binnenste, gedurende de gehele brandduur tot veel hogere temperatuur verhit dan bij de vacuümlamp. Hierdoor werden tijdens de eerste fabricagepogingen blijkbaar toch nog aanwezige resten van waterdamp vrij en kwam het overmatig zwart worden opnieuw voor de dag. Alleen de temperatuur verhogen onder de pompkappen tijdens het pompen was nu niet meer voldoende; er moest een beter droogmiddel gebruikt worden. Men ging toen over tot drogen met vloeibare lucht, en nu pas kon men de vruchten plukken van de werking van de gasvulling, die de verdamping van het wolfraam tegengaat (*fig.* 7).

Dat de zwarting nog steeds een der fundamentele problemen van de constructie van de gloeilamp is — vooral ook in verband met de ballonafmetingen, waarover we straks te spreken komen —, wordt gedemonstreerd door de recente ontwikkeling van de jodium-gloeilampen, die op dit punt aangrijpt [6]).

NAAMLOOZE VENNOOTSCHAP

PHILIPS' METAAL-GLOEILAMPENFABRIEK.

TELEGRAM-ADRES: „META EINDHOVEN"
A B C CODE 4e EN 5e UITGAVE. LIEBER'S CODE. MASTER CODE.
TEL. INTERC. No. 92.
In uw antwoord te vermelden naar:

Gezien
22 NOV 1913
Beantwoord

Eindhoven, 19 November 1913. (Holland.)

PRIJZEN

der

PHILIPS „HALFWATT" LAMPEN.

50- 70 Volt	300 Watt	600 N.K.	Fl. 8.75 p. stuk	}	passend in Armaturen Fl & P2
50- 70 . / 95-135 .	500 .	1000 N.K.	. 10.50 . .	}	
50- 70 Volt / 95-135 . / 200-250 .	1000 Watt / 1500 .	2000 N.K. / 3000 N.K.	Fl.15.75 p. stuk / . 21.-- . .	}	passend in Armaturen PH1 & PH2

ARMATUREN.

Fl	zonder reflector bestemd voor	600-1000 N.K.	Fl. 11.50 p. stuk.
P2	met . . .	600-1000 . .	12.50 . .
PH1	zonder . . .	2000-3000 . .	14.50 . .
PH2	met . . .	2000-3000 . .	15.50 . .

De armaturen zijn zwart geëmailleerd met helderen of melkglasballon.

Levering van lampen en armaturen FRANCO-HUIS incl. verpakking.

ONDERDEELEN.

heldere of melkglasballon	No:L1 voor armaturen	Fl & P2	230 m/m door-	Fl.1.30 p.st.
	No:L2 . .	PH1 & PH2	300 . snede .	1.75 . .
reflector	No:S1 . .	Fl & P2	450 . . .	1.10 . .
	No:S2 . .	PH1 & PH2	550 . . .	2.-- . .

Onderdeelen af fabriek exclusief verpakking.

Transportbreuk wordt uitsluitend vergoed bij franco terugzending der lampen onmiddellijk na ontvangst.

Fig. 8. Prijscourant van N.V. Philips' Metaal-gloeilampenfabriek van 19 november 1913, met de eerste aanbieding van halfwattlampen. De lampen waren, zoals men ziet, nogal kostbaar. De lampen voor 2000 en 3000 kaars konden voor spanningen tot 250 V gemaakt worden, lampen voor 600 kaars alleen voor lagere spanningen, nl. 50-70 V.

Op 19 november 1913 kondigden de Philipsfabrieken aan dat zij halfwattlampen van 600 tot 3000 kaars konden leveren (*fig.* 8). Dit was nauwe-

[6]) Zie b.v. J. W. van Tijen, Philips techn. T. **23**, 217, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lijks een maand nadat Langmuir en J. A. Orange in New York voor het American Institute of Electrical Engineers een voordracht hadden gehouden waarin zij over de realisatie van de halfwattlamp hadden bericht [7]).

gewikkeld dan de dunne draad voor een kleinere lamp. De lengte van de spiraal kan daardoor in beide gevallen vrijwel dezelfde worden, slechts de filamentdikte wordt in het eerste geval groter, maar aangezien de warmteafgifte aan het gas blijkens formule (6)

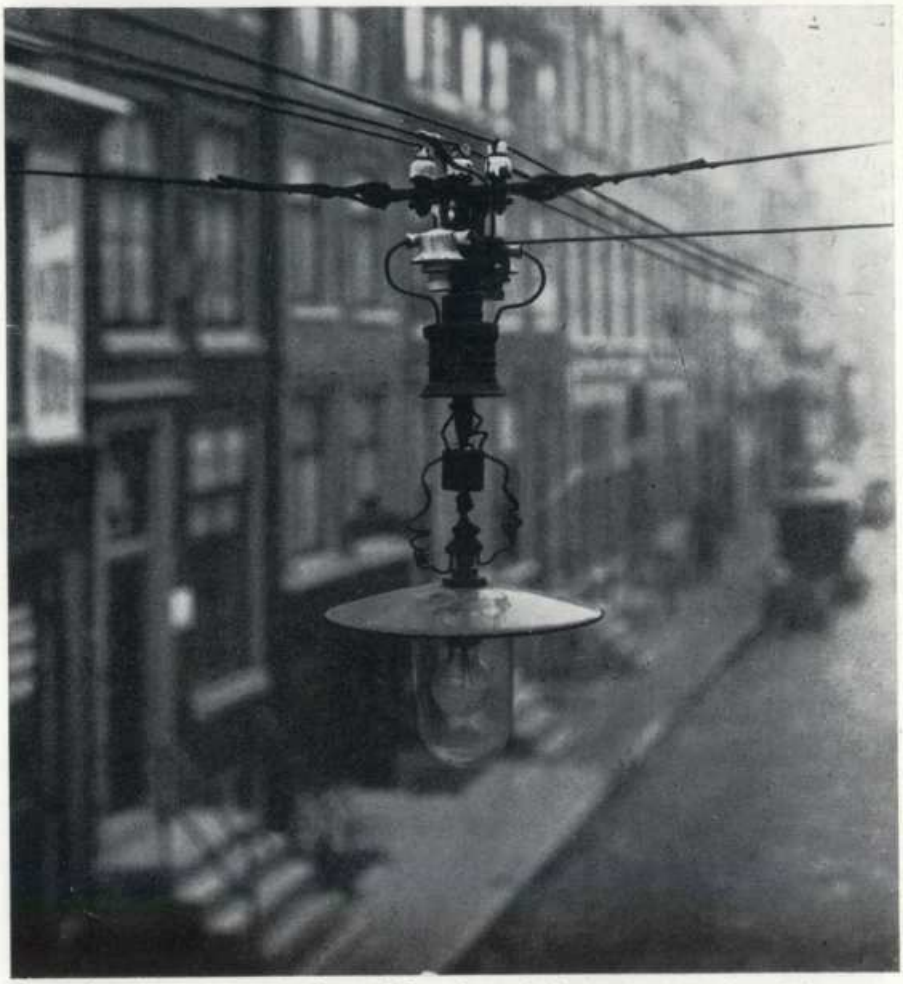


Fig. 9. Armatuur met een 100-kaars-halfwattlamp, deel uitmakend van de verlichting van een gedeelte van de Kerkstraat in Amsterdam in 1914. Elke lamp vereiste een eigen „reductor" 220/14 V. (Foto ter beschikking gesteld door de redactie van „De Koppeling"; zie ook dat tijdschrift, jrg. **8**, 149, 1953.)

De lampen met de genoemde grote vermogens werden gefabriceerd voor verlichting van straten en grote ruimten; ze traden hier in concurrentie met de koolbooglamp, die daarvoor werd gebruikt. De booglampen brandden zeer onregelmatig en vereisten veel onderhoud, zodat het geen verbazing wekt dat deze toen geleidelijk door de halfwattlamp werden verdrongen.

Dat de gasvulling voorlopig alleen voor lampen voor grote vermogens werd toegepast, is als volgt te begrijpen. Voor groter vermogen heeft men, bij gegeven spanning, een dikkere en langere gloeidraad nodig. Deze kan, zonder dat men een te slappe spiraal krijgt, op een aanzienlijk dikkere kern worden

slechts met de macht 0,3 van die dikte toeneemt, legt deze verliespost bij grote lampen naar verhouding toch veel minder gewicht in de schaal.

Voor een gegeven vermogen heeft men bij lagere spanning een dikkere en kortere gloeidraad nodig. Door Philips werden derhalve in 1914 lampen van 100 kaars voor een spanning van 14 V geïntroduceerd. Hierbij kon de gloeidraad weer worden gespiraliseerd en met voordeel een gasvulling worden toegepast. Men had aldus een „halfwattlamp" van gering vermogen, maar moest een transformator te hulp nemen om de lamp op de normale netspanning van 220 of 110 V te kunnen aansluiten. In 1914 werd een gedeelte van de Kerkstraat te Amsterdam door 21 lampen van dit soort verlicht, elke lamp voorzien van een „reductor" 220/14 V (zie *fig. 9*). Hoewel het

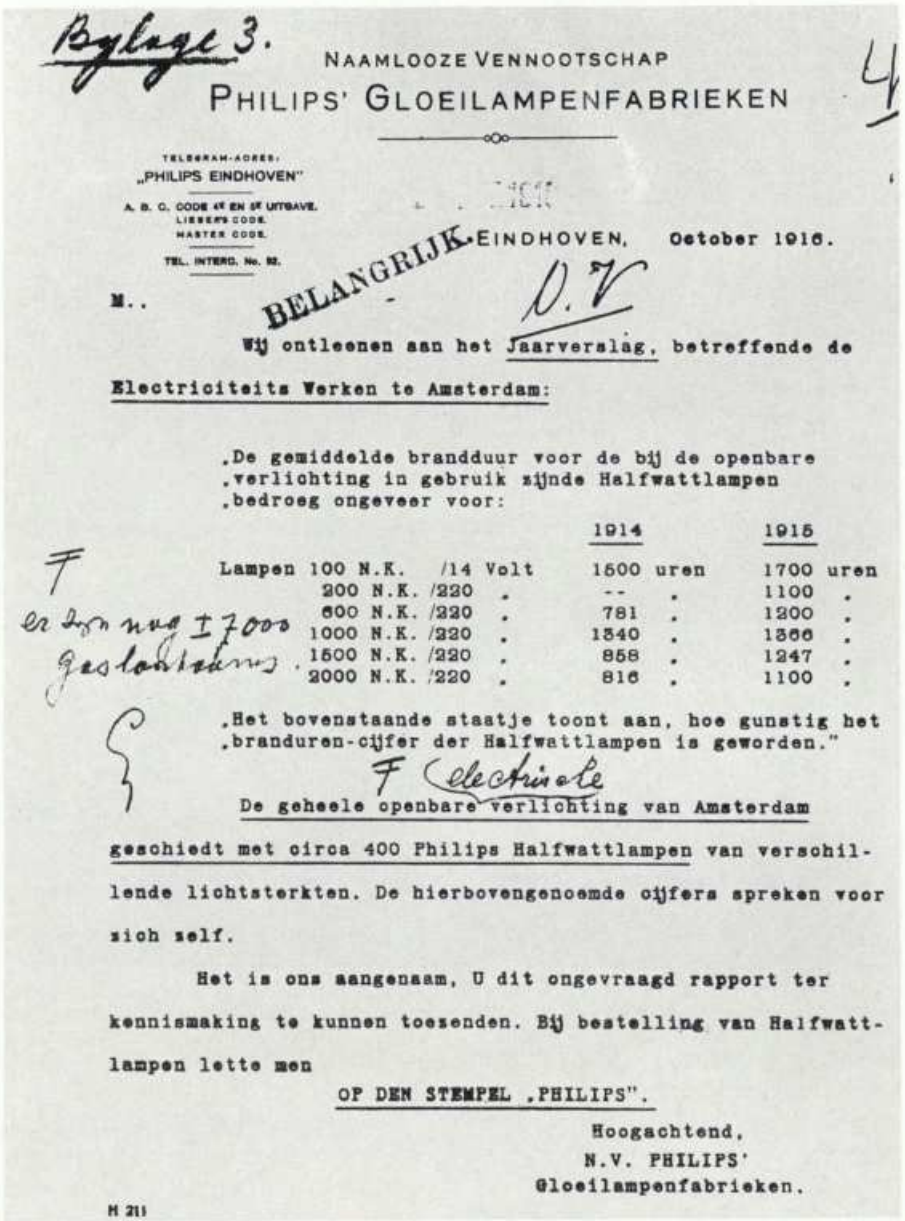
[7]) I. Langmuir en J. A. Orange, Tungsten lamps of high efficiency, Proc. Amer. Inst. Electr. Engrs. **32**, 1893-1926, 1913.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Gemeentelijke Electriciteitsbedrijf over deze installatie zeer voldaan was (zie in het *fig. 10* gereproduceerde uittreksel van een verslag), kwam de oplossing voor particulieren niet in aanmerking.

Reeds in 1914 echter konden de Philipsfabrieken gassen met groter molecuulgewicht beter geschikt zouden zijn, daar hierbij de warmtegeleidingscoëfficiënt k (zie verg. 2) kleiner is. Naderhand bleek, o.a. door onderzoekingen in Philips' Natuurkundig Laboratorium, dat inmiddels was opgericht [8]),



Bylage 3.

NAAMLOOZE VENNOOTSCHAP
PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

4

TELEGRAM-ADRES: „PHILIPS EINDHOVEN"
A. B. C. CODE 4e EN 5e UITGAVE. LIEBER'S CODE. MASTER CODE.
TEL. INTERC. No. 82.

EINDHOVEN, October 1916.

BELANGRIJK. D.V.

M..

Wij ontleenen aan het Jaarverslag, betreffende de Electriciteits Werken te Amsterdam:

„De gemiddelde brandduur voor de bij de openbare verlichting in gebruik zijnde Halfwattlampen bedroeg ongeveer voor:

		1914	1915
Lampen	100 N.K. /14 Volt	1500 uren	1700 uren
	200 N.K. /220 .	-- .	1100 .
	600 N.K. /220 .	781 .	1200 .
	1000 N.K. /220 .	1340 .	1366 .
	1500 N.K. /220 .	858 .	1247 .
	2000 N.K. /220 .	816 .	1100 .

F
er zijn nog 17000 Gasbuislampen.

„Het bovenstaande staatje toont aan, hoe gunstig het branduren-cijfer der Halfwattlampen is geworden."

F Electrische

De geheele openbare verlichting van Amsterdam geschiedt met circa 400 Philips Halfwattlampen van verschillende lichtsterkten. De hierbovengenoemde cijfers spreken voor zich zelf.

Het is ons aangenaam, U dit ongevraagd rapport ter kennismaking te kunnen toezenden. Bij bestelling van Halfwattlampen lette men

OP DEN STEMPEL „PHILIPS".

Hoogachtend,
N.V. PHILIPS'
Gloeilampenfabrieken.

H 211

Fig. 10. Kopie van een uittreksel uit een jaarverslag van 1916 over de Electriciteitswerken te Amsterdam. Hieruit blijkt o.a. dat de N.V. Philips reeds in 1915 ook 200-kaars-halfwattlampen voor 220 V leverde.

ook 200-kaarslampen voor 220 V en 100-kaarslampen voor 110 V leveren, en op 1 november van datzelfde jaar ging de prijs voor deze lampen al drastisch omlaag (*fig. 11*).

Deze snelle verbetering was voor een deel daaraan te danken dat men de halfwattlampen, die aanvankelijk met stikstof als indifferent gas gevuld waren, ging vullen met argon. Het lag voor de hand dat dat het mes hier aan twee kanten snijdt: een gas met groter molecuulgewicht is ook beter omdat het de verdamping van wolfraam beter tegengaat. Het verschil tussen het eenatomige argongas en het tweeatomige stikstofgas lijkt wel niet zeer groot (molecuulgewichten resp. 40 en 28), maar

[8]) E. Oosterhuis, Chem. Weekbl. **14**, 595, 1917. Zie ook W. Geiss, Philips techn. T. **6**, 338, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 11. Aankondiging van halfwattlampen van 100 kaars voor sterk verlaagde prijzen in november 1914.

EINDHOVEN, 1 November 1914.

Belangrijke Prijsverlaging.

Philips' „1/2 Watt" Lampen van 100 Kaarsen

voor Winkel-, Etalage-, Restaurant- en Huisverlichting.

M

Door de zeer groote vraag naar PHILIPS' 1/2 WATT LAMPEN in kleine kaarssterkten, zijn wij tot massa-fabricage kunnen overgaan en wenschen wij de daaraan verbonden voordeelen in den vorm eener belangrijke prijsverlaging den verbruikers ten goede te doen komen.

De prijs der 100 N.K. lampen is gebracht van f 4.20 op **f. 2,70 per stuk.**

Onderstaande stroomberekening bewijst Uw voordeel bij het gebruik van deze lampen.

100 KAARSEN $\frac{125 \text{ VOLTS}}{110 \text{ VOLTS}}$ f 2,70 per stuk.

De stroomkosten van 2 metaaldraadlampen 110 of 125 Volts, 50 Kaarsen bedragen bij een tarief van 20 ct. per K.W.U. en een gemiddelden brandtijd van 1000 uren per seizoen en per lamp:

1000 × 2 × 50 × 1 1 . . . = 110 K.W.U.
ad Fl. 0,20 . . . . . = Fl. 22.—
Lampenverwisseling na gemiddeld 1000 uren: 2 × Fl 0,55 . . = „ 1,10
Totale verlichtingskosten . . Fl. 23,10

De stroomkosten van EENE „1/2 Watt" lamp, 110 of 125 Volts, 100 Kaarsen bedragen bij een tarief van 20 ct. per K.W.U. en een gemiddelden brandtijd van 1000 uren per seizoen en per lamp:

1000 × 100 × 0,6 . . . = 60 K.W.U.
ad Fl. 0,20 . . . . . = Fl. 12.—
Lampenverwisseling na gemiddeld 800 uren: 3/4 × Fl. 2.70 = „ 3.37
Totale verlichtingskosten Fl. 15,37

EENE TOTALE BESPARING DUS VAN Fl. 7,73.

Spaart dus stroom en geld en vervangt Uwe metaaldraadlampen door:

PHILIPS' „1/2 WATT" LAMPEN van 100 KAARSEN.

Levering geschiedt uitsluitend door bemiddeling van H.H. Installateurs en Wederverkoopers.

Hoogachtend

N.V PHILIPS'
Metaal-Gloeilampenfabriek

bij stikstof treedt als onaangenaam bij-effect op dat dit gas bij hoge temperatuur dissocieert, zodat stikstof praktisch naast argon een nog slechter figuur slaat dan theoretisch voorzien was (zie de waarden van α in tabel I). Door het gebruik van argon werd de warmtebalans dus aanzienlijk verbeterd.

Het edelgas argon kwam voor gebruik op grote schaal in aanmerking, aangezien de lucht een redelijk groot percentage argon bevat (ca. 1%). Het argon werd aan Philips geleverd door de „Gesellschaft für Linde's Eismaschinen" te Höllriegelskreuth (nabij München), die dit gas als bijprodukt verkreeg bij de bereiding van zuurstof en stikstof door gefractioneerde destillatie van vloeibare lucht. De levering duurde echter niet lang wegens het uitbreken van de eerste wereldoorlog. Dank zij de grote ervaring in het vloeibaar maken van edelgassen die een van onze toenmalige medewerkers bezat, konden de Philipsfabrieken in opmerkelijk korte tijd een eigen installatie voor gefractioneerde destillatie van vloeibare lucht bouwen en in werking stellen, zodat de dekking van de behoefte aan argon verzekerd was.

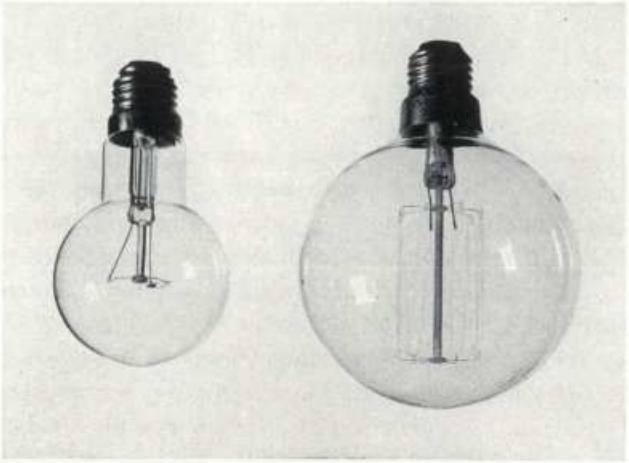


Fig. 12. Door de gedrongen vorm van het gloeilichaam en de gunstige verdeling van de geleidelijk ontstaande zwarte neerslag van wolfraam konden halfwattlampen (links) uitgerust worden met een veel kleinere ballon dan vacuümlampen van hetzelfde vermogen.

Een belangrijke en op het eerste gezicht misschien onverwachte consequentie van de gasvulling was, dat de lampen voor een gegeven vermogen veel kleiner konden worden (*fig. 12*). Dit hangt samen met het reeds vermelde feit dat het verdampende wolfraam nu door het omhoogstromende gas meegevoerd wordt en zich vrijwel alleen boven in de lamp afzet. Bij de vacuümlamp, waarin het wolfraam op de gehele ballonwand neerslaat, moet men zorgen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dat de zwarting voldoende doorzichtig blijft door deze zich over een grote oppervlakte te laten verdelen. Hier is het dan ook de toenemende zwarting die de (bruikbare) levensduur bepaalt; bij de met gas gevulde lamp daarentegen wordt de levensduur begrensd doordat de gloeidraad, als er een zekere hoeveelheid wolfraam is verdampt, plaatselijk te dun wordt en bezwijkt. De ballondiameter kan hier dus onafhankelijk van zwarting en levensduur gekozen worden. Men maakt hem zo klein als de temperatuur van de ballonwand (die natuurlijk met afnemende diameter stijgt) toelaat.

Toen men veel later, ter verdere verbetering van het lichtrendement, de mogelijkheid aan de orde stelde om van argon als vulgas over te gaan op het nog zwaardere edelgas krypton, kwam het ballonvolume zelf in het geding, door de hoge prijs van dit gas. Hiervoor zij verwezen naar het in [8]) aangehaalde artikel van Geiss. We gaan hier ook niet nader in op de verandering in stralingseigenschappen die de gloeidraad verkreeg door het opwikkelen tot een spiraal. Hieraan zijn eveneens veel later nog uitvoerige onderzoekingen gewijd, o.a. een gezamenlijk onderzoek van de Osram- en de Philipsfabrieken [9]).

De verdere ontwikkeling, vooral van het filament

Ofschoon het getrokken wolfraamdraad zeer goede mechanische eigenschappen had en zich zonder moeite liet spiraliseren, deed zich in de begintijd van de halfwattlampen een onvoorzien hinderlijk verschijnsel voor: het uitzakken van de wolfraamspiraal. Bij de zeer hoge temperatuur waarop men de spiraal laat gloeien, wordt het metaal zo zacht dat de spiralen reeds onder hun eigen gewicht geleidelijk gingen uitzakken, soms zelfs tot een vrijwel rechte draad. Door de met het uitzakken gepaard gaande verlenging van de gloeilichamen ontstond een toeneming van de warmteverliezen en derhalve een sterke daling van het lichtrendement. Wil men van de voordelen van het spiraliseren gedurende de gehele levensduur profiteren, dan moeten de spiralen bij het gloeien zo goed mogelijk hun oorspronkelijke vorm behouden. Dit is trouwens nog steeds een probleem dat voortdurend de aandacht vereist, vooral bij de lampen van kleiner vermogen [10]).

Het genoemde probleem leidde in de hele wereld tot een intensief zoeken naar een niet-uitzakkend draad — vooral toen gebleken was dat wolfraam met bepaalde verontreinigingen duidelijk minder uitzakte dan volkomen zuiver wolfraam.

Gebruikt men zuiver wolfraam als uitgangsmateriaal voor de fabricage van het draad, dan blijkt dit na de rekristallisatie, die bij hoge temperatuur op-

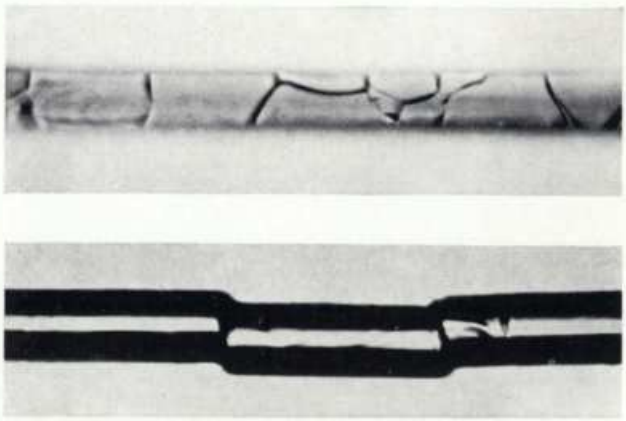


Fig. 13. *a*) Motentextuur van een draad van zuiver wolfraam na rekristallisatie.
b) „Offsetting" van de gloeidraad, die optrad als een lamp met een draad met de textuur (*a*) een tijdlang had gebrand.

treedt, een zg. motenstructuur te vertonen (*fig. 13a*). Na enige tijd branden van de lamp gaan de kristallen onder invloed van trillingen en zwaartekracht langs elkaar glijden en men krijgt het verschijnsel van „offsetting" (fig. 13*b*). Dit verschijnsel werkt het uitzakken van de spiraal in de hand. Bovendien heeft het, doordat plaatselijke ongelijkmatigheden in de gloeitemperatuur worden bevorderd, een funeste invloed op de levensduur van de lamp.

Ten tijde van de ontwikkeling van de met gas gevulde lamp gebruikten de Philipsfabrieken voor de bereiding van wolfraam het zg. Battersea-proces. Hierbij werd wolfraamzuur bij hoge temperatuur, ca. 1200 °C, in gesloten vuurvaste kroezen verhit, waarbij het zijn H_2O verloor en een zeer compact WO_3 ontstond, hetgeen dan verder op de normale wijze tot wolfraam gereduceerd werd. Het WO_3 nam verontreinigingen op uit de kroezen, welke voornamelijk bestonden uit alkali, SiO_2 en Al_2O_3. Door de aanwezigheid van deze verontreinigingen nam de kristallisatie blijkbaar een ander verloop dan in draden van zuiver wolfraam. *Fig. 14* geeft hiervan een beeld.

De hoeveelheid opgenomen verontreinigingen was echter zeer wisselend. Door menging van porties wolfraam uit verschillende kroezen kon op een bepaalde gunstigste hoeveelheid gewerkt worden. Het was een gelukkige omstandigheid voor ons werk dat juist ten tijde van de ontwikkeling van de met gas gevulde lamp deze inzichten omtrent het gedrag van

[9]) G. Holst, E. Lax, E. Oosterhuis en M. Pirani, Leuchtdichte und Gesamtstrahlungsdichte von Wolframwendeln, Z. techn. Physik **9**, 186-194, 1928.
[10]) Zie b.v.: E. W. van Heuven, Schokbeproeving van gloeilampen, Philips techn. T. **24**, 193-200, 1962 (no. 7).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wolfraam in onze laboratoria reeds klaarlagen. Het Battersea-draad kon met goed succes voor de met gas gevulde lamp worden gebruikt, het uitzakken van de spiralen bleef hiermee binnen redelijke grenzen.

Fig. 14. De rekristallisatietextuur van een draad van verontreinigd wolfraam, dat als resultaat van het Battersea-proces werd verkregen.

Fig. 15. Rekristallisatietextuur van wolfraam waaraan opzettelijk bepaalde verontreinigingen zijn toegevoegd. De langgerekte wigvormige kristallen geven het draad een grote stevigheid en verhinderen het uitzakken van de uit dit draad gewikkelde spiralen.

Nog betere resultaten werden verkregen door toepassing van een Amerikaanse vinding [11]). Volgens deze voegde men aan het wolfraamzuur vóór de reductie een bepaalde hoeveelheid Na-K-silicaat toe, en verkreeg aldus wolfraamdraad dat na rekristallisatie bestaat uit lange, elkaar overlappende kristallen, zie *fig. 15*. Ook in de Philipsfabrieken ging men spoedig tot dit procédé over. Met dit nieuwe draad waren alle uitzakmoeilijkheden van de baan en kon later ook worden voldaan aan de eisen voor de dubbelspiraallamp (zie hieronder).

Voor de werking van de toevoegingen („dope") — N.B. vóór het reductieproces — zijn vele verklaringen gegeven, zonder dat deze geheel en al bevredigen [12]).

Het argongas leverde, zoals beschreven, het voordeel dat het minder warmte afleidde van de spiraal dan stikstof. Het had echter het nadeel dat de doorslagspanning aanzienlijk lager was dan die van stikstof. Dit had tot gevolg dat er, indien de stroomtoevoerdraden te dicht bij elkaar kwamen, een boog tussen de stroomtoevoerdraden ontstond, waardoor de lamp voortijdig sneuvelde. Gelukkig bleek dat dit verschijnsel te onderdrukken is als er een bepaald percentage stikstof aan het argon wordt toegevoegd (ca. 10%), mits de druk van het argon niet te laag wordt gekozen. Met dit doorslagprobleem had men vooral te maken in de Europese landen, waar de netspanning in het algemeen hoger is dan b.v. in de Verenigde Staten.

Successievelijk kwamen er hoe langer hoe meer typen lampen uit met argonvulling, en deze werden in zeer grote hoeveelheden gefabriceerd. De jaren '20 worden in de gloeilampentechniek dan ook voornamelijk gekenmerkt door een toenemende mechanisering van het produktieproces.

In de jaren '30 werd in de met gas gevulde lamp nog een belangrijke verdere verbetering aangebracht. De voor Europa normale lampen voor spanningen boven 200 volt bezitten een zeer lange gloeidraad, en zelfs al is deze tot een spiraal opgerold, is de spiraal nog tamelijk lang. Men kwam op het denkbeeld de spiraal nogmaals te spiraliseren, zodat een „dubbelspiraal" ontstond (*fig. 16*). Dit leverde vooral voor de kleinere vermogens een niet onaanzienlijke ver-

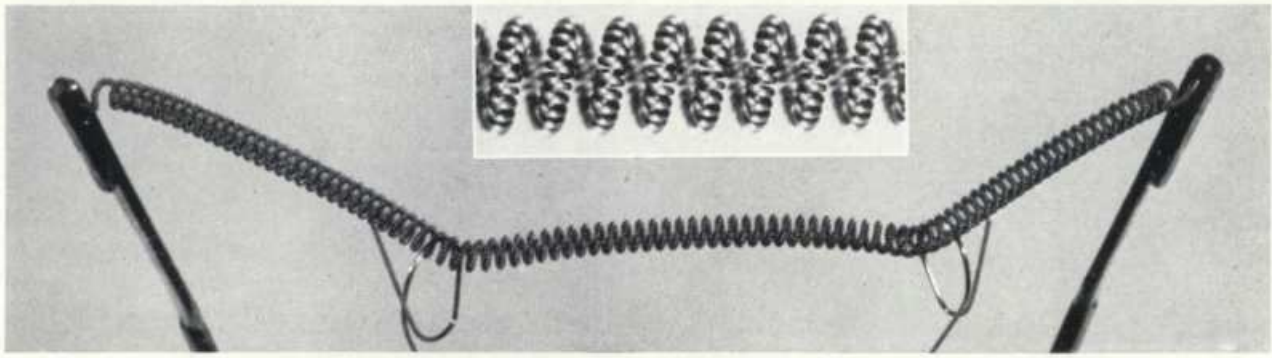


Fig. 16. Gloeilichaam van dubbel gespiraliseerd draad (voor een 100-W-lamp). In de inzet een stukje van de dubbelspiraal nog sterker vergroot.

[11]) U.S.A. octrooi 1410499, ingediend febr. 1917, verleend maart 1922, ten name van A. Pacz.

[12]) Zie o.a. J. L. Meijering en G. D. Rieck, De functie van toevoegsels in wolfraam voor gloeidraden, Philips techn. T. **19**, 109-117, 1957.
H. L. Spier, Influence of chemical additions on the reduction of tungsten oxides, dissertatie T. H. Eindhoven 1961.

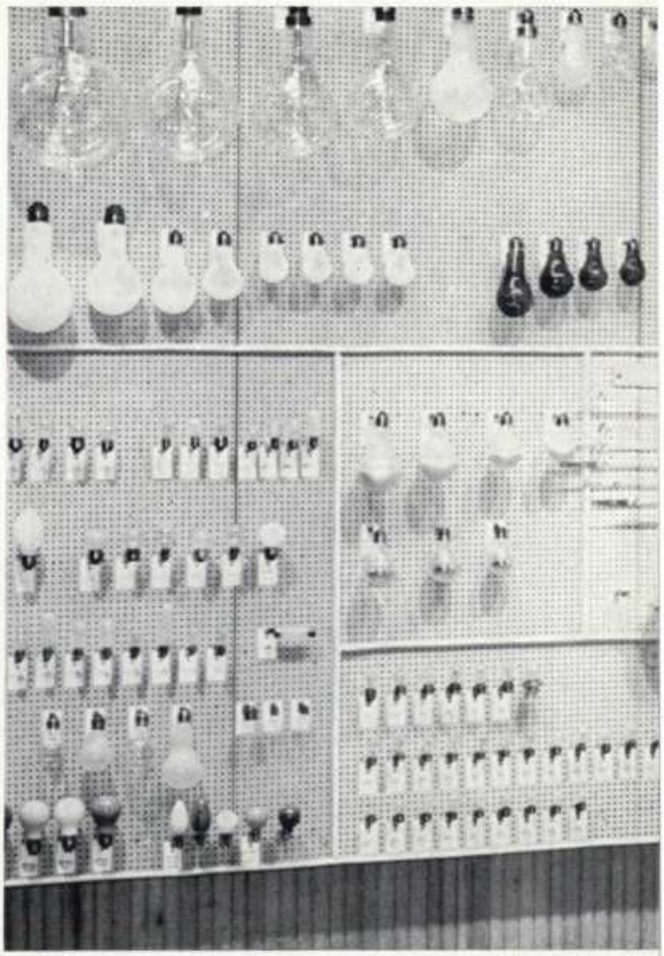
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

betering van het lichtrendement [13]). De dubbelspiraallamp van gering vermogen is dan ook een specifiek Europese bijdrage tot de gloeilampenontwikkeling.

De eisen die een dubbelspiraallamp stelt ten aanzien van de gasvulling en van het niet-uitzakken van de spiraal, zijn nog zwaarder dan deze reeds waren voor de enkelspiraallamp. Een dubbelspiraal kan men slechts maken met het allerbeste niet-uitzakkende draad. De dubbele spiraal wordt vervaardigd door het wolfraamdraad eerst op een kern van molybdeendraad van de juiste dikte te wikkelen, en vervolgens de verkregen spiraal, mèt zijn wikkelkern, te wikkelen om een tweede dikke molybdeenkern. Daarna moeten de beide wikkelkernen door oplossen in een geschikt zuur worden verwijderd. In de Philipsfabrieken werd een goede oplossing gevonden voor de technologische problemen die hieraan vastzaten.

Om tot slot te illustreren wat er heden bereikt is, geeft *fig. 17* de lichtrendementen (in lumen/watt) van thans gefabriceerde lampen in drie verschillende uitvoeringsvormen: *A* vacuümlampen, *B* enkelspiraallampen met gas gevuld, *C* dubbelspiraallampen met gas gevuld. Alle drie krommen gelden voor lampen voor 225 V en met een levensduur van 1000 uren. Men ziet hierin dat gasvulling gecombineerd met spiraliseren van de gloeidraad thans met voordeel wordt toegepast voor lampen van 40 W en meer. Verder is zeer duidelijk te zien de winst, verkregen door het dubbel spiraliseren [13]), vooral voor de kleinere vermogens. De naam halfwattlamp is voor lampen in de categorieën *B* en *C* van deze grafiek feitelijk niet op zijn plaats. Globaal beantwoordt een lichtstroom van 10 lumen aan een lichtsterkte van één kaars, dus pas bij lichtrendementen van ca. 20 lm/W, die men bij uitbreiding van de grafiek aantreft in de buurt van 1000 W, heeft men werkelijk „halfwatt"-lampen.



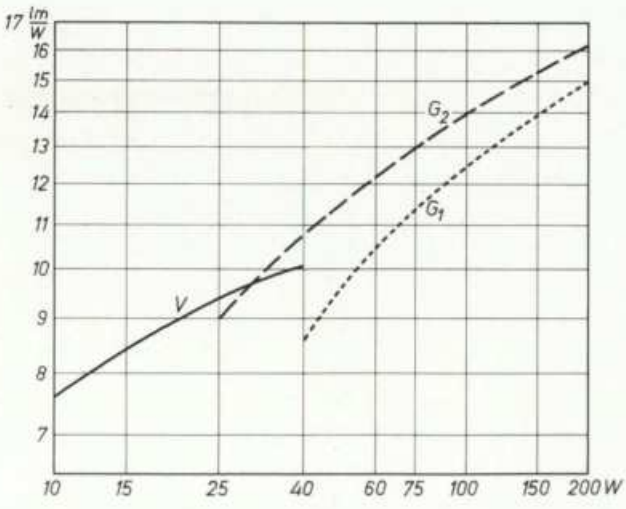


Fig. 17. Het lichtrendement van de thans gefabriceerde vacuümlampen (*V*), de met gas gevulde enkelspiraallampen (G_1) en de met gas gevulde dubbelspiraallampen (G_2), als functie van het vermogen.

Niet alleen voor de normale verlichtingslamp is de combinatie van gasvulling met spiraliseren gewenst gebleken, doch voor bijna elk type lamp werden de vacuümlampen vervangen door met gas gevulde. Vele speciale soorten lampen werden zelfs pas mogelijk doordat het spiraliseren leidde tot een voldoende gedrongen gloeilichaam. Een der meest sprekende voorbeelden is wel de gloeilamp voor film- of diaprojectie. Het samenpersen van het gloeilichaam in een kleine ruimte leverde hier de vereiste grote helderheid, terwijl de mogelijkheid om de ballon zeer klein te maken essentieel was voor een doelmatige constructie van de optiek en voor het beperken van de afmetingen van het gehele projectietoestel. Dezelfde factoren waren van doorslaggevend belang voor het ontwikkelen van de speciale lampen voor

[13]) W. Geiss, Over de ontwikkeling der lampen met dubbelspiralen, Philips techn. T. **1**, 97-101, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

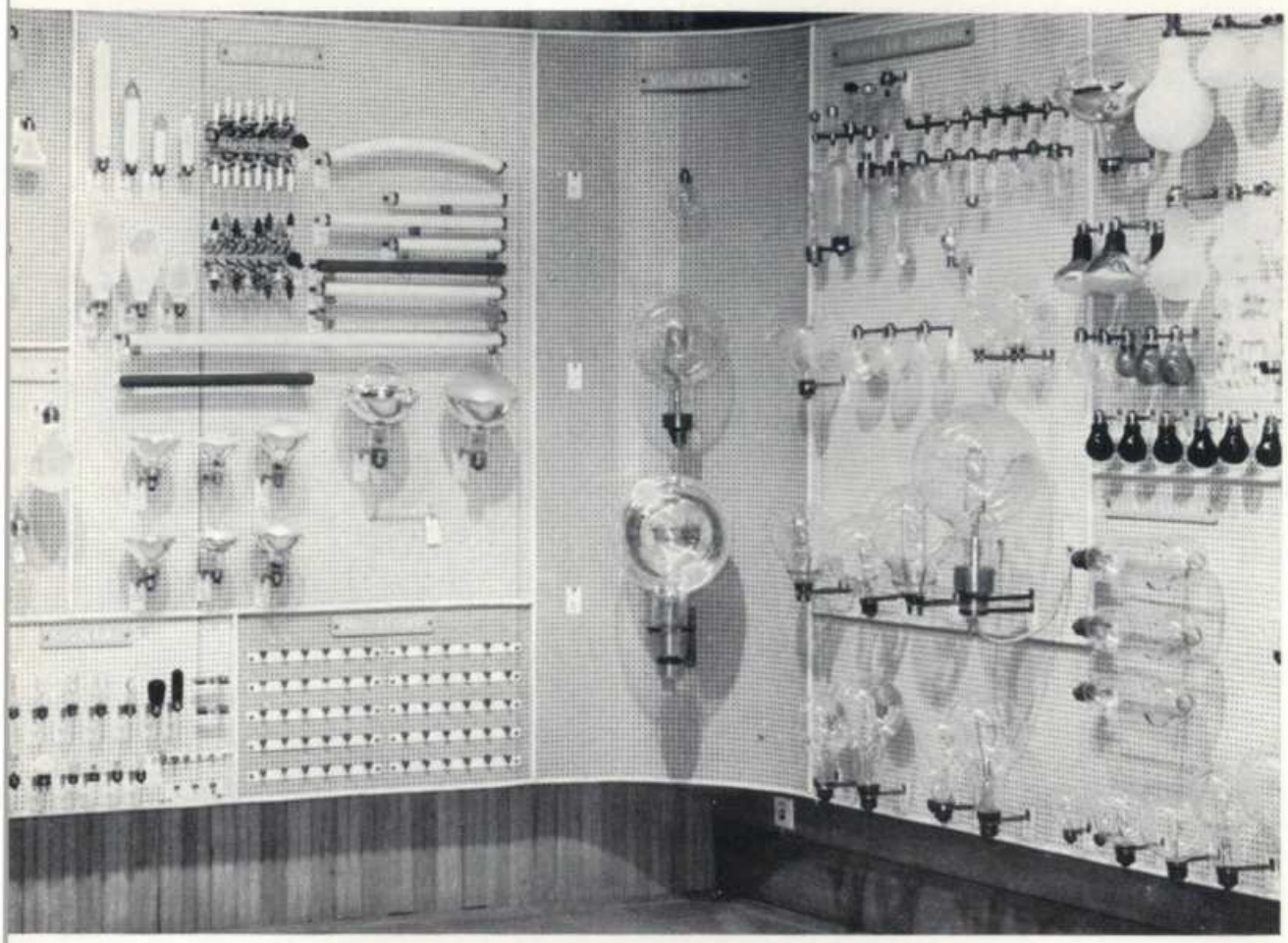


Fig. 18. Overzicht van een klein gedeelte der tienduizenden typen van gloeilampen die tegenwoordig door de N.V. Philips worden gefabriceerd. De meeste typen vallen onder de vele categorieën van „speciale lampen" (projectielampen, autolampen, etalagelampen, vliegveld-, sportveld- en vuurtorenlampen, studiolampen, droogstralers, signaallampjes, rijwiellampjes, enz. enz.); maar een aanzienlijk aantal typen komt ook voor rekening van de normale lampen voor huiskamer- en straatverlichting, die in talrijke variaties van vermogen, spanning, ballonsoort enz. gemaakt worden.

autokoplichten en vele daaraan verwante soorten. De uitvinding van de halfwattlamp heeft dan ook in niet geringe mate bijgedragen tot de ontzaglijke diversificatie, die maakt dat door een onderneming als de N.V. Philips thans enkele tienduizenden typen gloeilampen worden gefabriceerd. Tot besluit van deze terugblik laten we, in onze laatste figuur (*fig. 18*), een kleine selectie van deze enorme verscheidenheid van lampen zien.

Samenvatting. Begin 1913 werden de eerste gloeilampen vervaardigd waarvan de ballon met gas was gevuld. Deze vinding, te danken aan het werk van Irving Langmuir, wordt in dit artikel herdacht. De problemen die vastzaten aan de fabricage van de met gas gevulde lampen (halfwattlampen genoemd, omdat hierbij het nodige vermogen per kaars teruggebracht was van ca. 1 W tot ca. ½ W — althans voor lampen van meer dan ca. 2000 kaars), worden besproken, met name het zwart worden van de ballon en het doorzakken van de wolfraamspiraal. De verdere ontwikkeling, die leidde tot het gebruik van edelgassen voor de gasvulling en tot het dubbel spiraliseren van de draad, waardoor de gasvulling ook voor lampen met relatief klein vermogen kon worden toegepast, wordt kort aangestipt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN DYNAMO VOOR HET OPWEKKEN VAN EEN PERSISTERENDE STROOM IN EEN SUPERGELEIDENDE KETEN

door J. VOLGER *).

621.313.291:537.312.62

In verschillende gebieden van onderzoek is de laatste jaren grote belangstelling ontstaan voor stationaire magneetvelden van uitzonderlijke sterkte. Zo zou men b.v. bij het onderzoek van de vaste stof gaarne het Hall-effect en diverse resonanties willen bestuderen in velden van 5-10 Wb/m² (50 000 - 100 000 gauss). Kernfysici wensen te beschikken over sterke velden voor het richten van atoomkernen volgens de zg. „brute force"-methode. Bij het onderzoek op het gebied van de plasma-fysica ten slotte, dat hopelijk eens zal leiden tot een beheersing van de kernfusie en tot de bouw van kernfusiecentrales, staat men voor het probleem zeer hete, hoog-geïoniseerde, gassen (plasma's) op te sluiten zonder dat ze in aanraking komen met een materiele wand. Dit hoopt men te realiseren met zg. „magnetische flessen"; de magneetvelden die men daarbij nodig heeft, moeten in verband met de vereiste zeer hoge temperatuur van het gas (orde van grootte 10^7 °C) zeer sterk zijn, wellicht meer dan 10 Wb/m². De eis wordt in sommige van de genoemde gevallen nog verzwaard doordat men over een sterk veld wenst te kunnen beschikken in een tamelijk groot volume, b.v. enkele dm³.

Om dergelijke velden op te wekken met normaal geleidende spoelen — spoelen zònder ijzerkern uiteraard —, zijn enorme vermogens nodig en is een enorme koelcapaciteit vereist; het vermogen wordt immers vrijwel geheel omgezet in joulewarmte [1]). Het gebruik van supergeleidende spoelen ter verkleining van het genoemde vermogen en ter verlichting van het koelprobleem, was tot voor kort niet mogelijk omdat de supergeleidende toestand bij de tot dan bekende materialen reeds door een vrij zwak magneetveld wordt opgeheven; een spoel van dergelijk materiaal zal dus zichzelf in de normaal geleidende toestand doen overgaan als de stroom een zekere waarde te boven gaat.

Sedert de ontdekking van de zg. harde supergeleiders is hierin verandering gekomen. Deze materialen kan men nl. wèl blootstellen aan een zeer sterk veld, terwijl draden ervan zeer sterke stromen kunnen voeren [2]).

Een moeilijkheid bij het werken met een supergeleidende spoel is het probleem van de stroomopwekking, en wel omdat zo'n spoel zich uiteraard in een kryostaat bevindt. Normaal zal de stroombron zich buiten de kryostaat bevinden en moet men de stroom toevoeren via niet-supergeleidende verbindingskabels. Dit leidt tot koeltechnische moeilijkheden. Gebruikt men relatief dunne toevoerkabels, dan treedt daarin een storende warmteontwikkeling op; gebruikt men, ter vermijding hiervan, dikke kabels, dan creëert men in de warmte-isolatie van de kryostaat een ontoelaatbaar groot lek. Het ligt dan ook voor de hand te gaan zoeken naar een mogelijkheid om de stroomopwekking binnen de kryostaat te doen geschieden. Gebruikt men daartoe een stroombron die zelf ook supergeleidend is, dan kan in de keten een zg. persisterende stroom vloeien. De stroombron behoeft dan dus niets anders te doen dan deze stroom op gang te brengen, en kan vervolgens buiten werking gesteld worden.

In het Philipslaboratorium te Eindhoven is onlangs met succes een experimentele versie van een dergelijke stroombron in werking gesteld, en wel een soort dynamo die werkt volgens een nieuw principe [3]). Aan de hand van *fig. 1* zullen we kort uiteenzetten hoe deze experimentele dynamo in hoofdlijnen is gebouwd. Daarna geven we een verklaring van de werking.

Een voornaam deel van de dynamo is de dunne ronde loodplaat D, die deel uitmaakt van de supergeleidende keten waarin de persisterende stroom wordt opgewekt. De rest van deze keten wordt gevormd door de draad W (de spoel L daarin mag men voorlopig wegdenken) die bij a aan de rand en bij b in het centrum van de plaat is vastgemaakt. De opwekking van de stroom geschiedt door de as S in beweging te brengen, zodat de staafmagneet M, van welks polen zich er een vlak onder de plaat bevindt, een cirkelbaan gaat beschrijven. Voor de goede werking van de dynamo is vereist dat de genoemde pool zich zo dicht bij D bevindt dat het magneetveld van M in staat is de supergeleidende toestand

*) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1]) Het grootste vermogen dat tot nu toe aan een normaal geleidende magneetspoel kon worden toegevoerd, bedraagt ca. 10 megawatt. Hiermee kan men b.v. een veld van 20 Wb/m² maken in een spoel met een binnendiameter van niet meer dan 4 cm.

[2]) Een overzicht vindt men o.a. in: R. H. Kropschot en V. Arp, Superconducting magnets, Cryogenics **2**, 1-15, 1961.

[3]) J. Volger en P. S. Admiraal, A dynamo for generating a persistent current in a superconducting circuit, Physics Letters (Amsterdam) **2**, 257-259, 1962 (no. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

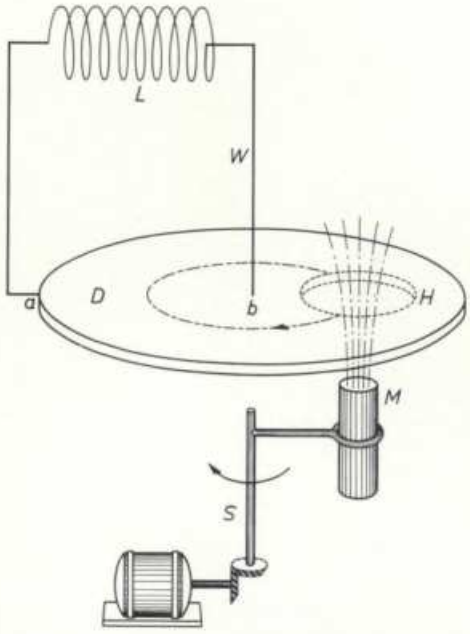
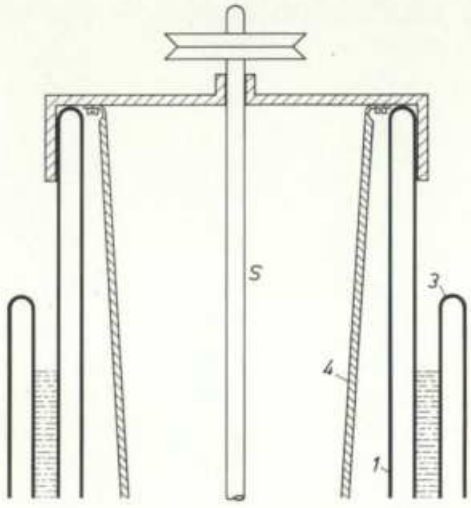


Fig. 1. Schematische voorstelling van de dynamo voor het opwekken van een persisterende stroom in een supergeleidende keten. *D* cirkelvormige loodplaat. *W* keten van „hard" supergeleidend materiaal, op *D* aangesloten aan de rand (*a*) en in het centrum (*b*). De midden onder *D* geplaatste as *S* draagt aan een arm de staafmagneet *M*. De bovenste pool van *M* is zo dicht bij *D* dat het veld sterk genoeg is om in de zone *H* de supergeleiding op te heffen. Een deel van de flux van *M* gaat door de zone *H*. Draaien van *S* doet *H* met medeneming van deze flux een cirkelbaan beschrijven. Hierdoor gaat in de door *D* en *W* gevormde keten een stroom lopen, zoals nader zal worden verklaard. *L* spoel, deel uitmakend van *W*.

van de plaat in de naaste omgeving van de pool op te heffen. Verder moet een deel van de flux van *M* door deze normaal geleidende zone heen gaan. Het zich boven *M* bevindende normaal geleidende deel van *D* is in de figuur schematisch getekend als een gat (*H*). Beweegt *M*, dan moet dit „gat" meegaan. De stroom die in *W* gaat vloeien, is nu in eerste instantie evenredig met het aantal omwentelingen dat men de as *S* heeft laten maken. Zet men de as stil, dan behoudt de stroom de op dat ogenblik bereikte waarde. *Fig. 2* toont nog hoe de opstelling er in werkelijkheid ongeveer uitziet.

Om de werking van de opstelling te verklaren, kunnen we het beste uitgaan van de eigenschap dat het onmogelijk is verandering te brengen in de magnetische flux die door een supergeleidende ring omvat wordt. Probeert men zulks door b.v. een magneet in de buurt te brengen, dan gaat er in de ring een zodanige stroom vloeien dat de met de verplaatsing van de magneet corresponderende fluxverandering juist ongedaan gemaakt wordt.



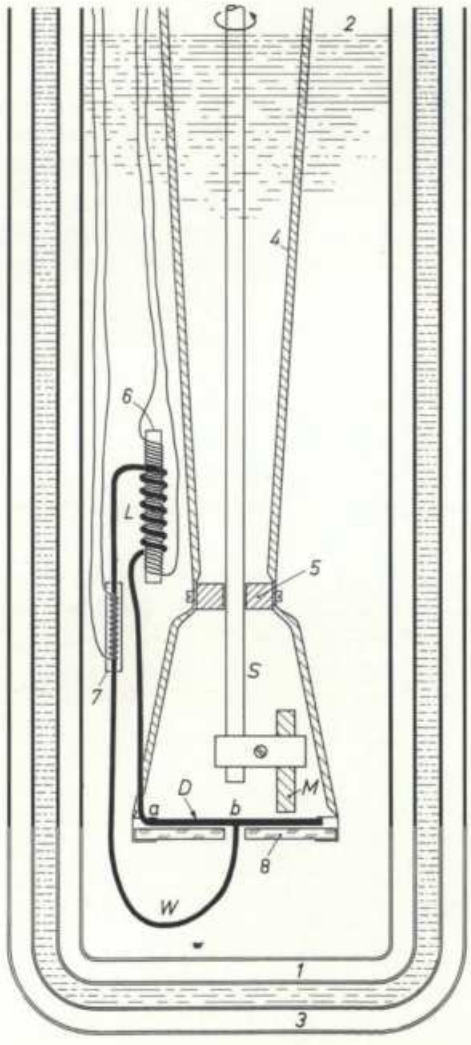


Fig. 2. Schets van de uitvoering van de nieuwe dynamo en van zijn plaatsing in een kryostaat. De letters hebben dezelfde betekenis als in fig. 1. Verder zijn: *1* dewarvat van de binnenkryostaat. *2* meniscus van het vloeibare helium dat deze bevat. 3 dewarvat van buitenkryostaat; de ruimte tussen *1* en *3* is gevuld met vloeibare stikstof. *4* aan het deksel geschroefde buisvormige stangetjes die het leger *5* en de plaat *D* dragen.

Om de stroom in *W* te meten, is deze keten via de transformator *6* — *L* is daarvan de primaire — gekoppeld met een ballistische galvanometer. Als de stroom in *W* onderbroken wordt, vertoont de galvanometer een met die stroom evenredige uitslag. Het onderbreken geschiedt met behulp van het verwarmingselementje *7* waarmee de supergeleiding van *W* plaatselijk kan worden opgeheven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

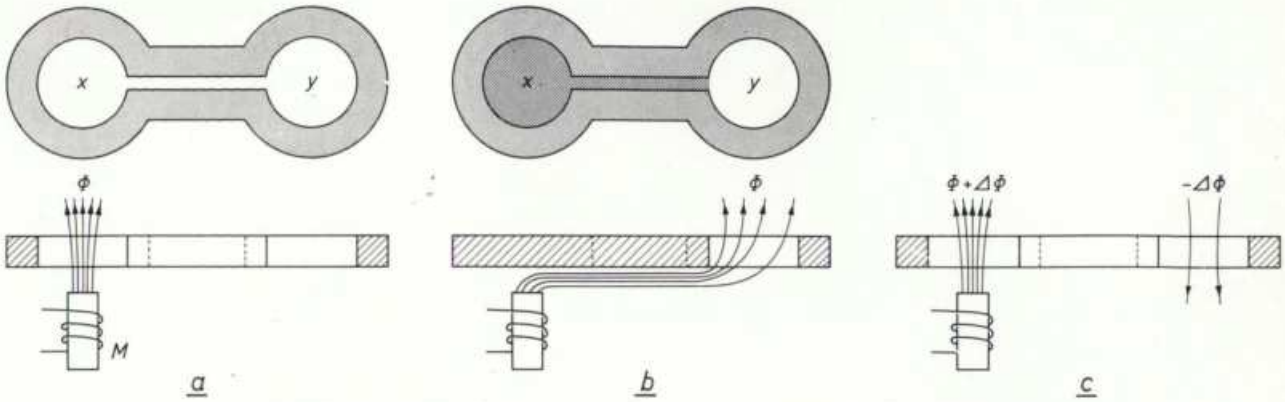


Fig. 3. Ter illustratie van de eigenschappen van een supergeleidende ring van gecompliceerde vorm, waarvan een der delen een flux omvat.

(Hierbij is stilzwijgend verondersteld dat het veld van de magneet niet zo sterk is dat de supergeleidende keten wordt onderbroken.)

Wel kan men binnen een ring de ruimtelijke veldverdeling veranderen. Stel dat men b.v. een gecompliceerde ring heeft als in *fig. 3a* geschetst is, en dat deze in aanwezigheid van de magneet M voldoende is afgekoeld om supergeleidend te worden. Door de excentrische plaats van M gaat de flux die de ring omvat, in hoofdzaak door het deel x; eenvoudigheidshalve stellen we dat de gehele flux door x gaat. Laat men nu het gat in x zich vernauwen, b.v. door het geleidelijk te sluiten met behulp van een supergeleidende stop, dan verplaatst de flux zich naar het deel y van de ring (fig. 3*b*). Vergroot men anderzijds ter plaatse van x de flux met een bedrag $\Delta\Phi$ door b.v. de magneet M sterker te bekrachtigen, dan wordt een zodanige stroom in de ring geïnduceerd dat y een flux $-\Delta\Phi$ gaat omvatten; de totale flux door de ring blijft gelijk aan Φ (fig. 3*c*). Er moet hierbij worden opgemerkt dat deze stromen in een zachte supergeleider, zoals lood, in een laag aan het oppervlak lopen. Het inwendige van zo'n supergeleider is altijd vrij van stromen en magneetvelden.

Een verdere uitbreiding van de eigenschap van fluxbehoud is dat deze niet alleen geldt voor ringen maar evenzeer voor de gaten van b.v. een drie- of viervoudig samenhangend lichaam. Zelfs blijft, naar wij vonden, de flux door ieder gat constant indien men een dergelijk lichaam onderwerpt aan een vormverandering, ook al worden de gaten daarbij tot onherkenbaar wordens gedeformeerd.

De werking van de dynamo kan nu snel verklaard worden door dit laatste toe te passen op het gecompliceerde supergeleidende lichaam dat geschetst is in *fig. 4a*. Dit lichaam, waarin men gemakkelijk de keten van fig. 1 herkent, bevat twee „gaten". Voor beide gaten geldt dat de flux die ze omvatten, invariant is. Volgens de theorie van de supergeleiding moet dit aldus geformuleerd worden: invariant zijn de fluxen die omvat worden door de in het (stroomloze) inwendige van de supergeleider lopende contouren *1* en *2*. Waar men deze contouren precies tekent, doet niet ter zake. Voor contour *1* heeft de omvatte flux een eindige waarde, die we weer Φ noemen, voor contour *2* zij de waarde nul.

Verplaatst men nu het door *1* omvatte gat op dezelfde wijze als in de dynamo met het normaal geleidende gebied H gebeurt (fig. 1), dan moet contour *2*, ten einde door supergeleidend niet-stroomvoerend materiaal te blijven verlopen, van vorm veranderen (fig. 4*b*). Wegens de vereiste invariantie blijft dit bewegende gat bij zijn beweging de flux Φ omvatten.

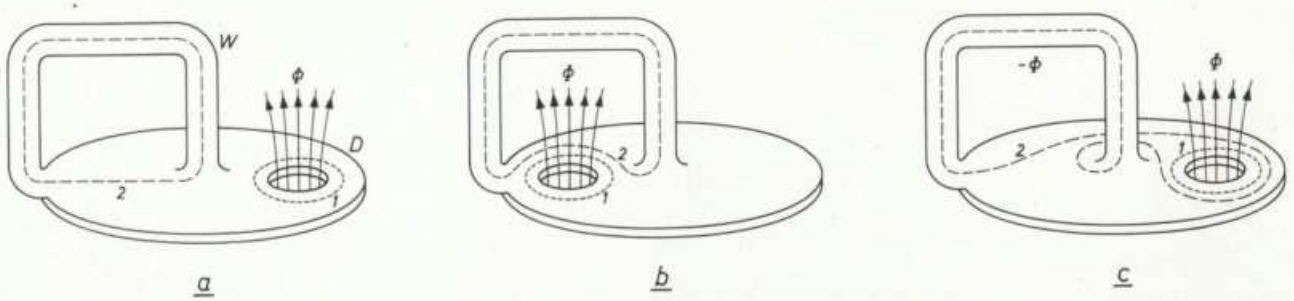


Fig. 4. Ter verklaring van de werking van de nieuwe dynamo.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Is het gat éénmaal rondgegaan, dan hebben we de situatie van fig. 4*c* gekregen. Deze verschilt van de uitgangssituatie daarin dat de flux Φ nu ook door contour 2 omvat wordt. Daar echter de totale door 2 omvatte flux nul moet blijven, moet deze contour nu elders een deelflux $-\Phi$ omvatten, wat het vloeien van een stroom in de door W en D gevormde keten vereist. Na twee omwentelingen is laatstgenoemde deelflux -2Φ, en moet de stroom dienovereenkomstig groter geworden zijn, enz. Bevindt zich in de keten W een spoel (fig. 1), dan wordt daarin dus een veld opgewekt [4]).

Een praktische moeilijkheid treedt op als men met een dynamo van het type van fig. 1 een grote magneetspoel wil voeden, en wel doordat zo'n spoel een grote zelfinductie heeft. Algemeen geldt dat bij aanleggen van een constante spanning E aan een supergeleidende keten met zelfinductie L, een stroom i gaat vloeien die met de tijd toeneemt volgens de vergelijking $i = Et/L$. De tijd die men bij gegeven L moet wachten alvorens i de gewenste waarde bereikt heeft, is dus omgekeerd evenredig met E. Ten einde praktisch te kunnen worden toegepast voor het voeden van spoelen waarmee men sterke velden wil opwekken, moet een volgens het nieuwe principe werkende dynamo derhalve niet alleen de vereiste stroom kunnen leveren, maar ook een niet te kleine e.m.k. bezitten. Bij een opstelling volgens fig. 1 is deze e.m.k. evenredig met het toerental van de as S en met Φ. Bij onze experimentele opstelling is het nog niet mogelijk een zo hoge spanning te bereiken dat daarmee in een spoel van b.v. 1 H binnen een acceptabele tijd een stroom van 10 A verkregen wordt. De evenredigheid tussen de e.m.k. in het toerental blijkt nl. in de praktijk niet onbeperkt te gelden: als het toerental een zekere waarde overschreden heeft, beweegt de e.m.k. zich geleidelijk naar een maximumwaarde. In ketens met kleine L daarentegen konden in korte tijd zeer sterke stromen (meer dan 100 A) opgewekt worden.

De oorzaak waardoor de e.m.k. een maximum vertoont, is dat de normaal geleidende zone de beweging van de magneet niet onbeperkt snel volgt. We hebben dit kunnen constateren met behulp van een eenzijdig verspiegelde plaat ceriumglas die in de opstelling (fig. 2) vlak onder de plaat D was aangebracht. Ceriumglas vertoont bij lage temperatuur een sterk Faraday-effect (draaiing van het polarisatievlak van licht dat door een gemagnetiseerd medium valt). Laat men gepolariseerd licht op de plaat vallen en het gereflecteerde licht door een analysator gaan, dan ziet men het deel dat zich juist onder de normaal geleidende zone bevindt — en dat hierdoor aan het magneetveld van M is blootgesteld —, donkerder (of lichter) dan de rest. Het bleek nu dat bij snelle draaiing van de as de donkere vlek een „staart" kreeg. Draait men zeer snel, dan vult de staart een gehele cirkelomtrek en is de normaal geleidende zone ringvormig geworden. Bij een dunne plaat is dit effect minder sterk dan bij een dikke.

De maximale stroom die met de nieuwe methode van stroomopwekking in een spoel verkregen kan worden, wordt hetzij bepaald door het stroomvoerend vermogen van de spoel (de „hardheid", zie boven), hetzij door dat van de dynamo zelf, hetzij door de kwaliteit van de lassen. Men moet dus trachten deze drie ongeveer met elkaar in overeenstemming te brengen.

Samenvatting. De zeer sterke magneetvelden (orde van grootte 10 Wb/m²) waaraan op verschillende terreinen van onderzoek behoefte bestaat, kan men thans in principe opwekken zonder dat enorme vermogens nodig zijn, nl. door de spoelen te maken van een „harde" supergeleider. Het opwekken van de stroom in zo'n spoel moet liefst geschieden binnen de kryostaat. Beschreven worden het principe van een supergeleidende dynamo die in een, eveneens supergeleidende, keten een persisterende stroom kan opwekken, en een experimentele uitvoering van zo'n dynamo. Deze bestaat uit een cirkelvormige loodplaat waarop het overige deel van de keten wordt aangesloten in het centrum en ergens aan de rand. Onder de plaat bevindt zich excentrisch een der polen van een staafmagneet, waardoor een klein deel van de plaat normaal geleidend wordt. Een deel van de flux van de magneet gaat door deze normaal geleidende zone heen. Als men die zone om het centrum van de plaat laat roteren, ontstaat in de keten een stroom. De e.m.k. (deze bepaalt hoe snel de stroom in een keten met eindige zelfinductie aangroeit) is in principe evenredig met de rotatiesnelheid.

[4]) In dit artikel gaan we niet in op varianten van de beschreven methode. Bij één variant is de plaat waarin de flux wordt bewogen, kleiner dan de besproken ronde schijf D en wel zodanig dat de flux bij zijn rondgang beurtelings de plaat verlaat en weer binnentreedt. Het is voor de goede werking van de dynamo slechts nodig dat de magnetische flux tijdens zijn doorgang door de plaat geen volledige onderbreking van de supergeleidende weg tussen de aansluitpunten van de spoel veroorzaakt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN NIET-LINEAIR BELASTBARE LAAGFREQUENTIE-OSCILLATOR MET ZEER KLEINE VERVORMING

door G. KLEIN *) en J. J. ZAALBERG van ZELST *).

621.373.421

*Het hier volgende tweede artikel van de reeks over elektronische schakelingen voor speciale meetapparatuur **) betreft een oscillator (met vaste frequentie) waarvan de spanning moet voldoen aan zeer hoge eisen ten aanzien van constantheid van amplitude en vrijheid van vervorming bij een dermate niet-lineaire belasting dat de afgenomen stroom bijzonder sterk vervormd is.*

Buisoscillatoren met niet-lineaire belasting

De spanning van buisoscillatoren voldoet in de meeste gevallen aan redelijke eisen van sinusvormigheid mits de belasting lineair is. Niet-lineaire belasting daarentegen kan aanleiding geven tot aanzienlijke vervorming van de oscillatorspanning en het bovendien zeer moeilijk maken om steeds te voldoen aan de oscillatievoorwaarde. Voor bepaalde doeleinden echter wordt een spanning vereist die ook bij sterk niet-lineaire belasting slechts een zeer geringe fractie hogere harmonischen mag bevatten. Dit was b.v. het geval bij een opstelling in dit laboratorium voor metingen aan bepaalde magnetische versterkers, waarin ferromagnetische kernen een grotere of kleinere gelijkstroommagnetisatie ondergaan. Voor deze opstelling was een oscillator nodig waarvan de afgenomen stroom een vervorming tot 20% van de maximaal af te nemen stroom kon vertonen (effectieve waarde van de gezamenlijke hogere harmonischen 20% der effectieve waarde van de grondcomponent bij volle belasting), terwijl in de spanning de vervorming de zeer geringe waarde van 0,01% niet te boven mocht gaan. Bij variërende belasting, en ook bij constante belasting gedurende langere tijd, mocht de amplitude van de spanning niet meer dan 0,1% variëren. De specificatie van deze oscillator luidde als volgt:

Uitgangsspanning	U_o	= ca. 50 V,
maximaal vermogen	P	= 2 W,
vervorming in de uitgangsspanning bij 8 mA vervormingsstroom (20% van de nominale stroom bij volle belasting)	d	= max. 0,01%,
variatie in de uitgangsspanning .	$\Delta U_o/U_o$	= max. 0,1 %,
frequentie	f	= 80 Hz.

Aan deze omschrijving dient te worden toegevoegd dat geen stroomvormen voorkwamen waarbij de topwaarde groter dan 120 mA was. Deze beperking sluit stroomvormen uit die weliswaar niet meer dan 8 mA hogere harmonischen bevatten, maar waarbij aan een eis ten aanzien van de vervorming in de spanning niet zou kunnen worden voldaan. Men denke b.v. aan een stroom die bestaat uit een sinusvormige plus een min of meer impulsvormige component. Een gegeven vervormingspercentage aanhoudende, zou men, door de impuls maar smal genoeg te nemen, de amplitude ervan willekeurig groot kunnen maken; daarbij zou het hoe langer hoe moeilijker worden om de invloed van de impuls op de spanning beneden een vastgestelde grens te houden. De vervormingseis kan men dan ook beter formuleren door te verlangen dat de inwendige weerstand van de oscillator voor veelvouden van de grondfrequentie bijzonder laag moet zijn, i.c. maximaal $10^{-4} \times 50$ V : 8 mA = ca. 0,6 ohm. Ook de eis van maximaal 0,1% spanningsvariatie bij fluctuerende belasting komt neer op een geringe inwendige weerstand, nu echter bij de grondfrequentie.

Van buitenaf komende stoorspanningen mogen in de uitgangsspanning slechts in even geringe mate voorkomen als de hogere harmonischen.

In het onderstaande wordt een oscillator besproken die aan de genoemde voorwaarden voldoet.

Splitsing in een oscillerend en een energieleverend gedeelte

De combinatie van 1) een zodanige positieve terugkoppeling voor de grondfrequentie dat de oscillatievoorwaarde steeds is vervuld, 2) een sterke tegenkoppeling voor de hogere harmonischen om de inwendige weerstand op de vereiste lage waarde te brengen, en 3) maatregelen om de amplitude van de spanning constant te houden, leidt bij een niet-lineair belaste oscillator die energie moet leveren, tot haast onoverkomelijke moeilijkheden.

Een veel aantrekkelijker principe is, *het oscilleren en het leveren van de energie toe te vertrouwen aan twee*

*) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

) Voor het eerste artikel, zie Philips techn. T. **24, 279, 1962 (no. 9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

afzonderlijke gedeelten. Het eerste gedeelte, dat onbelast blijft, moet een constante wisselspanning opwekken die de gevraagde frequentie heeft en waarvan de vervorming ruim beneden de gestelde grens blijft; deze spanning duiden we aan als referentiespanning. Het tweede gedeelte moet de referentiespanning nauwkeurig „volgen". Het bevat een regelsysteem, waarin een bepaalde fractie van de uitgangsspanning met de referentiespanning wordt vergeleken; het verschil wordt versterkt en bestuurt de eindtrap, die ook bij niet-lineaire belasting in staat moet zijn tot het leveren van de uitgangsspanning en het vermogen van de gevraagde grootten. Hier wordt dus het principe van het „regel-p.s.a." toegepast, met dit verschil dat de referentie- en de uitgangsspanning nu geen gelijkspanningen zijn, maar wisselspanningen.

Het eerste gedeelte noemen we de referentieoscillator, het tweede gedeelte de eindtrap.

De referentie-oscillator

Bij het ontwerpen van een oscillator heeft men in het algemeen de keus tussen het *LC*- en het *RC*-type. Aangezien de frequentie in het onderhavige geval laag is (80 Hz), zou men voor een *LC*-oscillator een spoel met grote zelfinductie nodig hebben. Deze zou moeilijk voldoende af te schermen zijn tegen storende magnetische wisselvelden; de referentiespanning moet namelijk evenzeer vrij zijn van stoorspanningen die van buitenaf komen, als van hogere harmonischen. Bij *RC*-oscillatoren is geen zware afscherming nodig; vooral om deze reden hebben wij aan dit type de voorkeur gegeven.

RC-oscillatoren van de gebruikelijke soort leveren echter een spanning die noch wat vervorming noch wat constantheid betreft, voldoet aan de hoge eisen die aan de referentiespanning worden gesteld. De vervorming laat te wensen over als gevolg van het feit dat bij de gewone *RC*-oscillator de selectiviteit wordt verkregen met passieve *RC*-netwerken, die de door niet-lineaire elementen (b.v. buizen) geïntroduceerde vervorming slechts weinig verminderen. Bij een signaal van de orde van 10 V is dientengevolge een vervorming van de orde van 1% normaal. Om de spanning constant te houden, maakt men gebruik van een amplitudebegrenzend element — b.v. een thermistor (N.T.C.-weerstand, gloeilampje) — dat de versterking meer drukt naarmate de amplitude groter wordt. Een constantheid op lange termijn beter dan tot op ca. 1% is op deze wijze moeilijk te verkrijgen. Dit komt vooral door de invloed van de omgevingstemperatuur: de werking van thermistors berust immers op een energiebalans.

Bij de door ons gekozen oplossing is nogmaals een splitsing gemaakt: *de referentie-oscillator bestaat uit een amplitudebegrenzend gedeelte en een gedeelte dat zorgt voor het voldoen aan de oscillatievoorwaarde*. Zoals direct zal blijken, levert het amplitudebegrenzende gedeelte een spanning die wel bijzonder constant van amplitude is, maar tegelijk sterk vervormd. Er moeten dus tevens maatregelen worden genomen om de *referentiespanning vrij van hogere harmonischen te houden*.

Als begrenzer waarmee een goede constantheid van de amplitude te verkrijgen is, dient een balanstrap (dubbele triode T_1-T_2, *fig. 1a*) met een hoge katodeweerstand R_k (b.v. 0,1 MΩ) in de gemeenschappelijke katodeleiding (een zg. „long-tailed pair"). T_1 en T_2 zijn zo ingesteld dat door elk de helft van de totale katodestroom I_k loopt. Een gering verschil V_d (enige volts) tussen de spanningen van de roosters is al voldoende om de stroom I_k

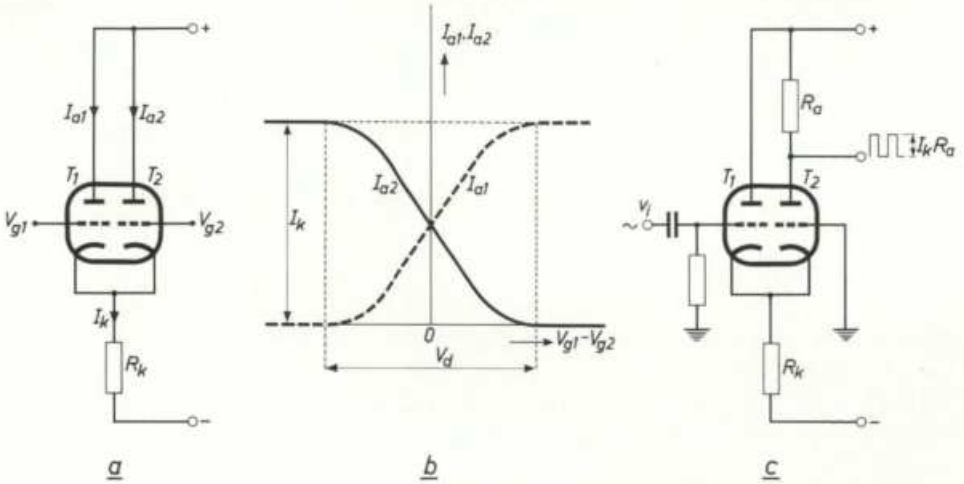


Fig. 1. *a*) Balanstrap met hoge weerstand — hier een gewone weerstand R_k — in de gemeenschappelijke katodeleiding („long-tailed pair").
b) De anodestromen I_{a_1} en I_{a_2} van de triodes T_1 en T_2 in (*a*) zijn uitgezet als functie van het verschil $V_{g1} - V_{g2}$ der roosterspanningen. Het verschil V_d dat nodig is om de katodestroom $I_k = I_{a_1} + I_{a_2}$ geheel van de ene naar de andere anode te doen overgaan, bedraagt slechts enkele volts.
c) Zet men op het rooster van T_1 een wisselspanning v_i met een amplitude van enige malen V_d, dan ontstaat aan de anode van T_2, waarmee een weerstand R_a in serie is geschakeld, een kanteelspanning met de amplitude $\frac{1}{2}I_kR_a$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vrijwel volledig over de ene of over de andere anode te doen lopen; zie fig. 1*b*, waarin de beide anodestromen zijn uitgezet als functie van het verschil $V_{g1} - V_{g2}$ der roosterspanningen. Superponeert men op het rooster van T_1 een wisselspanning v_i (fig. 1*c*) met een amplitude van enige malen V_d, dan zullen T_1 en T_2 om beurten de stroom I_k doorlaten. Aan de anode van T_2, in serie waarmee een weerstand R_a is geschakeld, zal dan een min of meer kanteelvormige spanning ontstaan. De hoogte van de kantelen is $I_k R_a$, dus onafhankelijk van de amplitude van v_i. Door de voedingsspanningen te stabiliseren en voor de weerstanden R_k en R_a metallische weerstanden te gebruiken, kan men I_k en R_a in voldoende mate onafhankelijk maken van variërende uitwendige omstandigheden, zoals de netspanning en de omgevingstemperatuur. Is aldus een constante kanteelspanning verkregen, dan heeft de grondcomponent ervan — die wij hier verder willen gebruiken — eveneens een constante amplitude.

Het verloop van de flanken van de ongeveer kanteelvormige spanning heeft zeer weinig invloed op de amplitude van de eerste harmonische. Dit is gemakkelijk in te zien als men denkt aan de wijze waarop men met behulp van de fourier-analyse de eerste harmonische van een periodieke functie $f(\omega t)$ bepaalt: men vermenigvuldigt daartoe de functie met $\sin \omega t$ en integreert het produkt naar ωt tussen de grenzen 0 en 2π. Is $f(\omega t)$ een min of meer kanteelvormige functie, met nuldoorgangen bij $\omega t = 0$, π en 2π, dan vallen de flanken juist samen met kleine waarden van $\sin \omega t$. Zij dragen tot de amplitude van de eerste harmonische dus slechts zeer weinig bij.

Aan de hand van het blokschema van de referentie-oscillator, *fig. 2a*, zal nu worden toegelicht hoe het oscilleren tot stand komt en hoe de referentiespanning vrij van hogere harmonischen wordt gehouden. Geheel links in fig. 2*a* ziet men de balanstrap van fig. 1*c*. Wij onderstellen dat aan de ingang *p* van deze trap een sinusvormige wisselspanning van b.v. 10 V ($10\sqrt{2}$ V amplitude) wordt onderhouden. Aan het punt *q* ontstaat dan een kanteelspanning van constante grootte. Over een weerstand R_1 is *q* verbonden met de ingang van een versterker A_1; de uitgang *r* hiervan is over een filter F_1 en een versterker A_2 tegengekoppeld naar de ingang. Het filter — waarover aanstonds meer — heeft een zodanige karakteristiek dat het de hogere harmonischen vrijwel onverzwakt doorlaat, maar de grondcomponent in het geheel *niet* doorlaat. Voor de hogere harmonischen bestaat er derhalve een sterke tegenkoppeling, terwijl voor de grondcomponent het filter de tegenkoppelingsweg blokkeert. Het gevolg is dat de hogere harmonischen in verhouding tot de grondcomponent aanzienlijk worden verzwakt. De spanning op het punt *r* benadert dan ook al vrij dicht de sinusvorm; de vervorming is er van de orde van 0,3%, dus aanmerkelijk minder dan de ca. 50% vervorming die in de kanteelspanning op het punt *q* aanwezig is.

De vervorming bij *r* is echter nog altijd veel groter dan de 10^{-2} % die maximaal voor de referentiespanning toelaatbaar is. Om deze reden wordt het beschreven procédé nog eens toegepast: punt *r* is over een weerstand R_2 verbonden met een versterker A_3, en deze is over een filter F_2 (identiek met F_1) en een versterker A_4 tegengekoppeld voor de hogere harmonischen.

Doordat de uitgang *s* van A_3 is verbonden met de ingang *p*, vormt het geheel een oscillator. Aan de oscillatievoorwaarde is dan namelijk voldaan: de rondgangsversterking is automatisch gelijk aan 1 en de frequentie is die waarbij de totale fazeverschuiving (van versterkers en filters samen) nul is. De fazeverschuiving in de versterkers nu is verwaarloosbaar klein en die in de (ideaal onderstelde) filters, bij de frequentie waarop deze niets doorlaten (de nulfrequentie), is nul. Het geheel zal derhalve oscilleren met de nulfrequentie.

Fig. 2*b* geeft het volledige schema van de referentie-oscillator. Een belangrijk kenmerk ervan is dat in de „hoofdlijn", tussen de punten *q* en *s*, met de grondcomponent van de kanteelspanning weinig gebeurt dat de constantheid van de amplitude bij *s* in gevaar brengt. In de hoofdlijn bevinden zich twee versterkers (A_1 en A_3) en twee spanningsdelers (R_1-T_4 en R_2-T_8). Zoals uit fig. 2*b* blijkt, zijn A_1 en A_3 katodevolgers (T_3 resp. T_6); hun versterking is derhalve een weinig kleiner dan 1 (namelijk $1 - A^{-1}$, waarin $A \gg 1$) en bijzonder goed constant. Hetzelfde is het geval met de spanningsdelingen; voor de deelverhoudingen geldt eveneens een uitdrukking van de vorm $1 - A^{-1}$ met $A \gg 1$. De versterkers A_2 en A_4 moeten voor het onderdrukken van de hogere harmonischen een grote versterking hebben. Zij bevinden zich echter in de tegenkoppelingswegen, die door de filters F_1 en F_2 geblokkeerd zijn voor de grondcomponent; bijzonder constant behoeft hun versterking dus niet te zijn. Het verkrijgen van een constante uitgangsspanning zou veel moeilijker zijn geweest met een (misschien meer voor de hand liggende) schakeling waarbij zich in de hoofdlijn een filter bevindt dat de grondcomponent doorlaat en de hogere harmonischen tegenhoudt. Dit filter zou namelijk — weer om inductie van stoorspanning in spoelen met grote zelfinductie te vermijden — niet een *LC*- maar een *RC*-filter moeten zijn. De geringe selectiviteit van zo'n filter zou men moeten verbeteren door in de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hoofdlijn de grondcomponent aanzienlijk te versterken. Aan de strenge eis van amplitudeconstantheid was dan moeilijk te voldoen geweest.

In fig. 2*b* ziet men dat de versterker A_1 uit een enkelvoudige katodevolger bestaat (triode T_3), maar dat A_3 een ingewikkelder schakeling heeft. De reden hiervan is gelegen in de grootte van de vervorming gehouden met de vervorming die deze versterker zelf produceert. Deze vervorming is des te kleiner naarmate de impedantie in de katodeleiding hoger is; aan deze impedantie wordt echter een grens gesteld door de ingangsimpedantie van het filter F_2, welke beperkt is als men in dit filter de weerstandswaarden zo laag wil houden dat ze met metallische

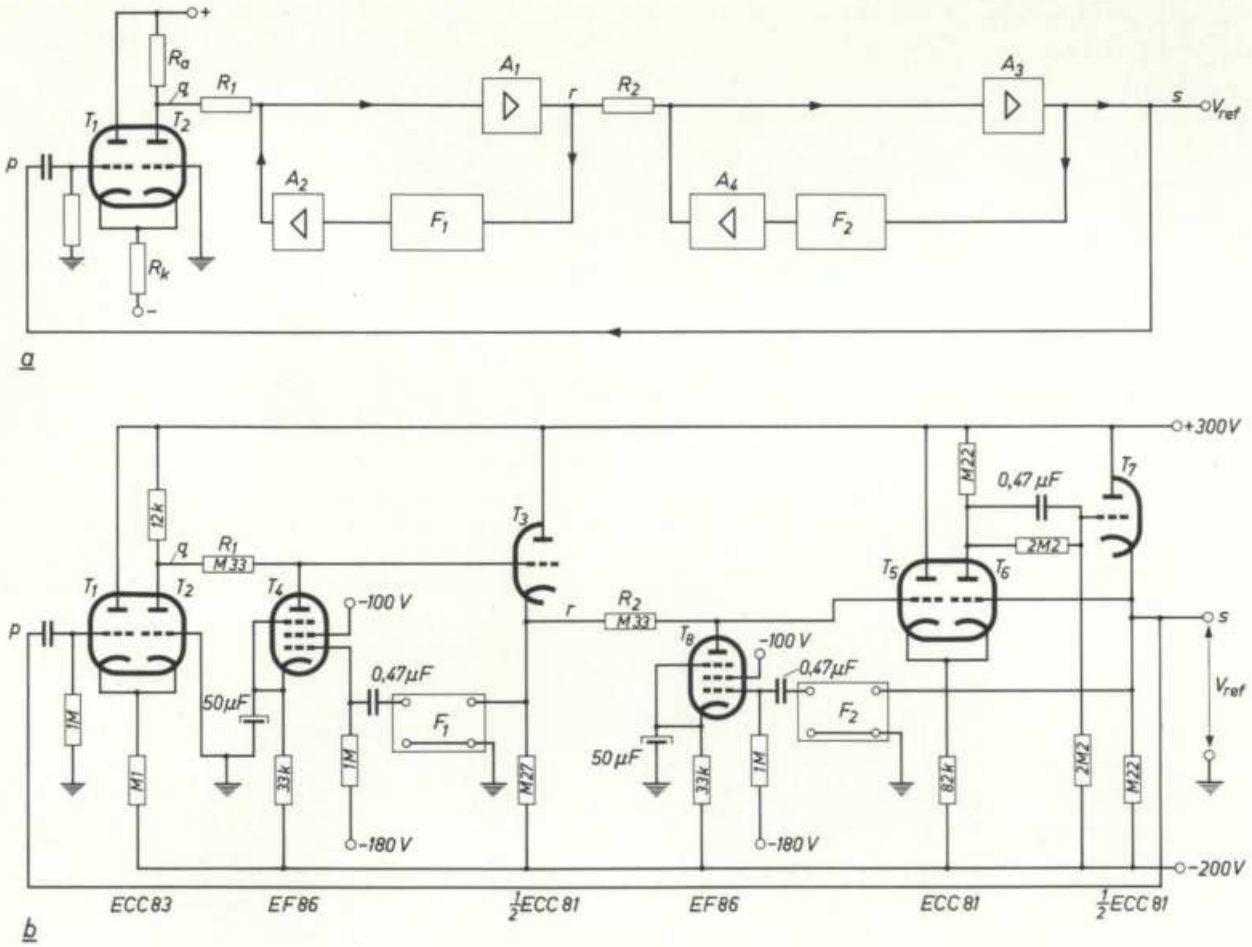


Fig. 2. *a*) Blokschema van de referentie-oscillator. T_1-T_2, R_k en R_a komen overeen met fig. 1*c*. Op punt *q* staat een constante kanteelspanning (frequentie 80 Hz). De grondcomponent hiervan passeert de versterkers (katodevolgers) A_1 en A_3. Deze zijn voor de hogere harmonischen in de kanteelspanning sterk tegengekoppeld, daar zich bij ieder in de terugkoppelingsweg een filter (F_1, F_2) bevindt dat de hogere harmonischen goed, maar de grondcomponent in het geheel niet doorlaat. A_2 en A_4 versterken de doorgelaten hogere harmonischen. De spanning aan de uitgang *s* is minder dan 0,01% vervormd. Doordat *s* is verbonden met de ingang *p*, vormt het geheel een oscillator.
b) Het volledige schema. De verschillende onderdelen zijn zoveel mogelijk recht onder de overeenkomstige blokken van (*a*) getekend. Notatie van de weerstanden: 82 k betekent 82 kΩ, M1 betekent 0,1 MΩ, 2M2 betekent 2,2 MΩ, enz.

die door de buizen, als gevolg van de kromming van hun karakteristiek, wordt geïntroduceerd. Bij A_1, waar het signaal, zoals gezegd, nog een vervorming van ca. 0,3% vertoont, is de door een enkelvoudige katodevolger geïntroduceerde vervorming relatief niet van belang. Voor A_3 geldt de zware eis van maximaal slechts 0,01% vervorming in de uitgangsspanning. Daarom moet terdege rekening worden weerstanden nog te verwezenlijken zijn. Gaat men hiermee tot de uiterste grens, dan blijkt dat een enkelvoudige katodevolger bij 10 V uitgangsspanning een zodanige vervorming (voornamelijk tweede harmonische) introduceert dat de vervorming in de uitgangsspanning zeer dicht bij de gestelde grens van 0,01% komt. Desnoods had dus met een enkelvoudige katodevolger nog kunnen worden volstaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor de referentiespanning werd echter een ruimere marge wenselijk geacht. Deze nu is verkregen door voor A_3 een uitgebreidere schakeling te gebruiken, die veel minder tweede harmonische produceert dan de enkelvoudige katodevolger.

Zoals men in fig. 2*b* ziet, bestaat A_3 uit een enkelvoudige katodevolger T_7 die voorafgegaan wordt door een balanstrap T_5-T_6 met gemeenschappelijke katodeweerstand. De tweede harmonische in de uitgangspanning van deze combinatie bedraagt slechts $2{,}5 \times 10^{-3}$ % van de grondcomponent; de overige hogere harmonischen zijn nog zwakker.

De vervorming van de gebruikte katodevolgers

De vervorming die door de kromming van een buiskarakteristiek wordt geïntroduceerd, kan worden berekend volgens een elders beschreven methode [1]). Wij zullen deze berekening hier voor de onderhavige katodevolgers weergeven.

De vergelijking van de buiskarakteristiek (anodestroom i_a als functie van de „totale stuurspanning" v) kan worden geschreven als een machtreeks:

$$i_a = a\,v + \beta\,v^2 + \gamma\,v^3 + \ldots . \quad \ldots . \quad (1)$$

waarin

$$v = v_g + \frac{v_a}{\mu} - \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) v_k . \quad \ldots . \quad (2)$$

De spanningen v_a, v_g en v_k zijn aangeduid in *fig.* 3*a* en μ is de versterkingsfactor van de buis.

Men kan (1) in deze vorm brengen:

$$v = a\,i_a + b\,i_a^2 + c\,i_a^3 + \ldots , \quad \ldots . \quad (3)$$

waarin

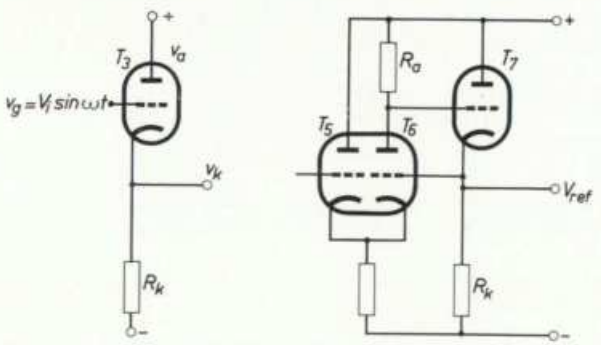
$$a = \frac{1}{\alpha}, \quad b = \frac{\beta}{\alpha^3}, \quad c = \frac{2\beta^2}{\alpha^5} - \frac{\gamma}{\alpha^4} . \quad \ldots . \quad (4)$$

Bij de enkelvoudige katodevolger (fig. 3*a*) is $v_a = 0$ en $v_k = i_a R_k$. Stellen we $(1 + \mu^{-1})R_a = r$, dan volgt uit (2) en (3) voor de enkelvoudige katodevolger:

$$v_g = (a+r)i_a + b\,i_a^2 + c\,i_a^3 + \ldots . \quad \ldots . \quad (5)$$

Als we i_a in een machtreeks naar v_g ontwikkelen:

$$i_a = k_1 v_g + k_2 v_g^2 + k_3 v_g^3 + \ldots , \quad \ldots . \quad (6)$$



a b

Fig. 3. *a*) Enkelvoudige katodevolger (zoals T_3 in fig. 2*b*): triode T_3 met katodeweerstand R_k.
b) Samengestelde katodevolger (zoals T_5-T_6-T_7 in fig. 2*b*). De eigen vervorming is hier veel geringer dan bij de enkelvoudige.

[1]) J. Rodrigues de Miranda en J. J. Zaalberg van Zelst, New developments in output-transformerless amplifiers, J. Audio Engng. Soc. **6**, 244-250, 1958.

is de relatie tussen (6) en (5) dezelfde als die tussen (1) en (3). Analoog met (4) moet nu dus gelden:

$$a + r = \frac{1}{k_1}, \quad b = -\frac{k_2}{k_1^3}, \quad c = \frac{2k_2^2}{k_1^5} - \frac{k_3}{k_1^4} .$$

Door combinatie met (4) vindt men:

$$k_1 = \frac{a}{1+ar}, \quad k_2 = \frac{\beta}{(1+ar)^3}, \quad k_3 = \frac{-2\beta^2 r}{(1+ar)^5} + \frac{\gamma}{(1+ar)^4}, \quad \text{enz.}$$

In het geval dat v_g een zuiver sinusvormige spanning is: $v_g = V_0 \cos \omega t$, geldt voor de stroom i_a de volgende reeks:

$$\begin{aligned} i_a = {} & (k_1 V_0 + \tfrac{3}{4} k_3 V_0^3 + \ldots) \cos \omega t + \\ & + (\tfrac{1}{2} k_2 V_0^2 + \ldots) \cos 2\omega t + \\ & + (\tfrac{1}{4} k_3 V_0^3 + \ldots) \cos 3\omega t + \ldots . \end{aligned}$$

Hieruit volgt voor de verhouding d_2 van de tweede harmonische tot de grondgolf van de stroom i_a (dus ook van de uitgangsspanning $v_k = i_a R_k$):

$$d_2 = \frac{2k_2 V_0}{4k_1 + 3k_3 V_0^2} = \left| \frac{2\alpha}{\beta V_0} \frac{(1+ar)^2}{} - \frac{3\beta r\, V_0}{(1+a\,r)^2} + \frac{3\gamma\, V_0}{\beta(1+ar)} \right|^{-1} . \quad \ldots . \quad (7)$$

Om na te gaan welke van de drie termen tussen vierkante haken de belangrijkste is, vullen we enige praktische waarden in. Voor de buis ECC 81 geldt bij 1 mA en 100 V anodespanning: α = ca. 1,5 mA/V, β = ca. 0,80 mA/V² en γ = ca. 1,6 mA/V³. Met r b.v. 50 kΩ en $V_0 = 14$ V vindt men voor de drie termen respectievelijk 1550, −0,3 en 1,1, zodat in dit geval de eerste term verreweg overweegt. Met goede benadering kan men (7) dus vereenvoudigen tot:

$$d_2 = \frac{\beta V_0}{2\alpha(1+ar)^2} . \quad \ldots . \quad (8)$$

In het zojuist genoemde geval wordt dit $1550^{-1} = 0{,}065$%. De tegenkoppeling verkleint deze vervorming nog met een factor waarvan de berekening niet goed uitvoerbaar is, maar die van de orde van 10 blijkt te zijn. Het resultaat is dus een vervorming die nog juist beneden de gestelde grens blijft. Zoals boven is opgemerkt, werd een zekere marge wenselijk geacht.

Uit (8) blijkt dat de vervorming afneemt als men r, dus de katodeweerstand R_k, opvoert. R_k bestaat uit de parallelschakeling van de eigenlijke katodeweerstand en de ingangsimpedantie van het filter. Deze laatste stelt aan R_k een bovenste grens.

De katodevolger met voorgeschakelde balanstrap, zoals voor A_3 is toegepast, is weergegeven in fig. 3*b* (onderdelen die voor de juiste instelling van de buis T_6 zorgen, zijn hier weggelaten). De berekening leert dat bij goede dimensionering en met geringe verwaarlozingen de door (8) gegeven eigen vervorming een factor

$$\left(\frac{1}{\mu'} + \frac{2}{SR_a}\right)^{-1} \gg 1 \quad \ldots . \quad (9)$$

kleiner wordt; in (9) zijn μ' en S de versterkingsfactor resp. de steilheid van de triode T_6 in fig. 3*b*. Deze buis (½ ECC 81) heeft bij de gebruikte instelling $\mu' = 60$ en $S = 2$ mA/V. Met $R_a = 0{,}22$ MΩ bedraagt dan de door (9) gegeven factor, waarmee de eigen vervorming wordt verkleind, ongeveer 50.

De filters

Om dezelfde redenen als waarom wij geen *LC*-oscillator hebben toegepast, is ook in de filters het gebruik van spoelen vermeden. De filters (F_1 en F_2, fig. 2) bestaan dan ook uitsluitend uit weerstanden en condensatoren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Zoals boven is gebleken, moeten de filters de grondcomponent niet doorlaten, maar de hogere harmonischen wel. Een filterschakeling die deze eigenschap bezit, is het dubbel-T-type, samengesteld uit weerstanden en condensatoren (*fig. 4a*). Het wordt zo genoemd omdat het kan worden opgevat als twee „op elkaar gelegde" T-schakelingen (fig. 4*b* en *c*). Dit filter laat bij één frequentie (de nulfrequentie f_0) niets door indien de weerstands- en de capaciteitswaarden voldoen aan de volgende voorwaarde:

$$\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}C_3 = R_3(C_1+C_2). \quad . \quad . \quad (10)$$

Daarbij is

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{(R_1+R_2)R_3C_1C_2}}.$$

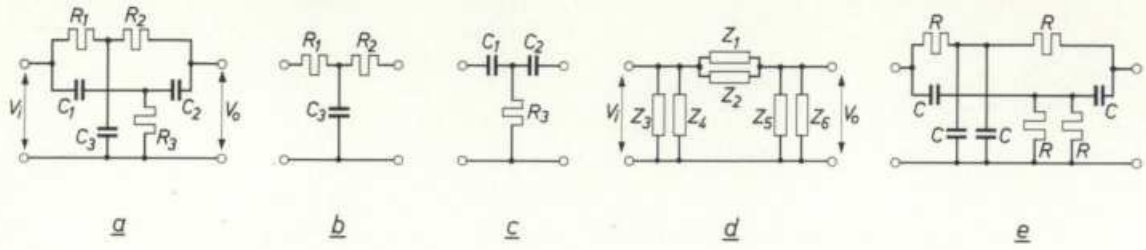


Fig. 4. *a*) Dubbel-T-filter, samengesteld uit weerstanden en condensatoren. *b*) en *c*) De twee T-schakelingen waaruit (*a*) is gevormd. *d*) De twee T-schakelingen van (*a*) zijn getransformeerd in *II*-schakelingen. *e*) In het geval van symmetrie kan de schakeling (*a*) worden samengesteld uit vier gelijke weerstanden R en vier gelijke condensatoren C.

Om de voorwaarde (10) af te leiden, transformeren we de twee T- (of ster)schakelingen van fig. 4*b* en *c* in π- (of driehoeks)schakelingen (fig. 4*d*). De zes impedanties $Z_1, \ldots, Z_6$ zijn gemakkelijk in R_1, R_2, R_3, C_1, C_2, C_3 en de hoekfrequentie ω uit te drukken. Voor de verhoudig $1/A_F$ van de ingangs- tot de uitgangsspanning van het filter leest men uit fig. 4*d* af:

$$\frac{1}{A_F} = \frac{V_i}{V_o} = 1 + \frac{Z_1Z_2(Z_5+Z_6)}{(Z_1+Z_2)Z_5Z_6}.$$

Uit deze formule blijkt dat het enige geval waarin het filter niets doorlaat ($A_F = 0$, $V_i/V_o = \infty$), zich voordoet indien $Z_1 + Z_2$ nul is. Drukken we Z_1 en Z_2 in de R's en C's uit en stellen we zowel het reële als het imaginaire deel van $Z_1 + Z_2$ gelijk aan nul, dan vinden we de volgende vergelijkingen:

$$\omega^2 = \frac{1}{(R_1+R_2)R_3C_1C_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

resp.

$$\omega^2 = \frac{C_1+C_2}{R_1R_2C_1C_2C_3}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Het filter laat bij de frequentie f_0 niets door indien in de linkerleden van (11) en (12) ω gelijk is aan $2\pi f_0$. Dan zijn ook de rechterleden aan elkaar gelijk; dit leidt direct tot verg. (10).

Voor filters die exact aan de voorwaarde (10) voldoen, kan men afleiden dat de transmissie A_F (verhouding van uitgangs- tot ingangsspanning) als functie van de frequentie gegeven wordt door

$$A_F = \frac{V_o}{V_i} = \frac{jQ\beta}{1+jQ\beta}, \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

waarin β de relatieve verstemming is:

$$\beta = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f},$$

terwijl voor de kwaliteitsfactor Q geldt:

$$Q = \frac{\sqrt{(R_1+R_2)R_3C_1C_2}}{R_1C_3+(R_1+R_2)C_2}.$$

Is het filter symmetrisch ($R_1 = R_2$, stel $= R$, en $C_1 = C_2$, stel $= C$; uit de symmetrie volgt tevens: $R_3 = \frac{1}{2}R$ en $C_3 = 2C$), dan vindt men: $Q = \frac{1}{4}$, zodat men van de selectiviteit van dit soort filters geen grote verwachtingen behoeft te koesteren. Met een asymmetrisch filter kan men een iets grotere Q verkrijgen, theoretisch maximaal $\frac{1}{2}$. Het verschil is zo klein dat het niet opweegt tegen de praktische voordelen van een symmetrisch filter, waarvan de ingangs- en de uitgangsimpedantie gunstiger zijn en dat kan worden samengesteld uit vier gelijke weerstanden R en vier gelijke condensatoren C (fig. 4*e*).

Kleine afwijkingen in de waarden van C en R hebben afwijkingen van dezelfde orde van grootte tot gevolg in de oscillatiefrequentie en in de spanningsamplitude. Daarom zijn in de filters uitsluitens micacondensatoren en metallische weerstanden gebruikt.

In plaats van het gedrag van het filter zelf beschouwen wij nu het gedrag van het filter samen met de versterkers waar het mee samenwerkt: de combinatie A_1-F_1-A_2 in fig. 2*a*. Van dit actieve filter, dat in *fig. 5* afzonderlijk is getekend, is de ingangsspanning V_q en de uitgangsspanning V_r (vgl. de punten q en r in fig. 2*a*). Gebruik makend van (13) kan men voor de transmissie A_{act} van dit actieve filter afleiden:

$$A_{act} = \frac{V_r}{V_q} = B\frac{1+jQ\beta}{1+j(A_2+1)Q\beta}. \quad . \quad (14)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

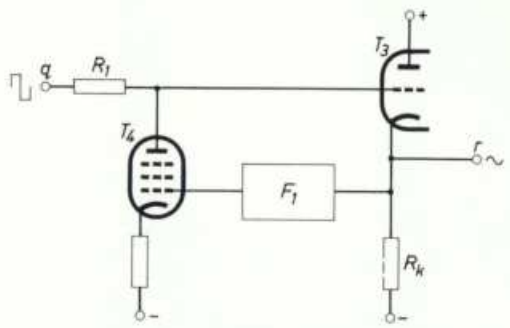


Fig. 5. Het (passieve) filter F_1 en de versterkers A_1 en A_2 (fig. 2*a*) vormen samen een actief filter, met ingangsklem q en uitgangsklem r. De grondcomponent van de kanteelspanning aan q wordt doorgelaten. De hogere harmonischen worden aanzienlijk verzwakt, dank zij de grote versterking van A_2.

Hierin is A_2 de versterking van de pentodeversterker A_2, en B is een hier verder niet ter zake doende factor die onafhankelijk van de frequentie is en weinig van 1 verschilt. Uit (14) volgt dat voor de grondcomponent ($\beta = 0$) de transmissie A_{act} gelijk aan B is (de grondcomponent wordt dus vrijwel onverzwakt doorgelaten) en dat de hogere harmonischen des te beter worden onderdrukt naarmate de versterking A_2 groter is. Met $A_2 \gg 1$ en $Q = \frac{1}{4}$ vindt men uit (14) voor de absolute waarde van A_{act}/B bij de frequenties f_0, $2f_0$, enz.:

$$\begin{array}{lccccc} f = f_0 & 2f_0 & 3f_0 & 4f_0 & \ldots & \infty, \\ \beta = 0 & 1\frac{1}{2} & 2\frac{2}{3} & 3\frac{3}{4} & \ldots & \infty, \\ \left|\frac{A_{act}}{B}\right| = 1 & \frac{2{,}85}{A_2} & \frac{1{,}80}{A_2} & \frac{1{,}46}{A_2} & \ldots & \frac{1}{A_2}. \end{array}$$

Men ziet dat de tweede harmonische minder goed wordt onderdrukt dan de derde en hogere. Daar staat tegenover dat in de spanning V_q de tweede harmonische slechts zeer zwak is vertegenwoordigd (in een volmaakte kanteelspanning ontbreken de even harmonischen geheel).

Metingen aan de referentiespanning

Aan de uitgangsspanning van de referentieoscillator (effectieve waarde ca. 10 V, frequentie 80 Hz) zijn metingen gedaan betreffende de vervorming en de constantheid van de amplitude en de frequentie.

Voor de bijdrage van de voornaamste hogere harmonischen tot de vervorming werd gevonden:

tweede harmonische . . . . . $d_2 = 2{,}5 \times 10^{-5}$,
derde harmonische . . . . . $d_3 = 1{,}5 \times 10^{-5}$,
gezamenlijke overige harm. . . $d_{rest} < 0{,}4 \times 10^{-5}$.

Om de amplitude niet meer dan 0,01% te doen veranderen, moest de voedingsspanning van +300 V tot op 0,5 V constant worden gehouden, de voedingsspanning van −200 V tot op 0,1 V en de gloeispanning (nominaal 6,3 V) tot op 0,3 V. Aan deze eisen is gemakkelijk te voldoen.

Hoewel ten aanzien van de constantheid der frequentie geen eis was gesteld, hebben wij ook deze onderzocht. Bij tien onafhankelijke metingen, waarbij werd geteld hoe vaak de spanning in drie minuten tijd door nul ging, werden in de frequentie afwijkingen gevonden die 0,02% van de gemiddelde frequentie niet te boven gingen.

De eindtrap

Het schema van de eindtrap en de bijbehorende stuurschakeling vindt men in *fig. 6*.

De eindtrap bevat twee pentodes (T_{17} en T_{18}) in seriebalansschakeling [2]). Deze schakeling heeft met de gewone balansschakeling gemeen dat de vorming van even harmonischen wordt tegengegaan, maar heeft daarenboven nog het voordeel dat de gelijkstroom buiten de belasting blijft zonder dat er een uitgangstransformator nodig is. De eindbuizen zijn van het type EL 86, dat speciaal voor gebruik in seriebalansschakeling is ontworpen (grote anodestroom bij betrekkelijk lage anodespanning). Deze buizen veroorzaken in de uitgangsstroom een vervorming van een paar procent, dus een orde kleiner dan de vervorming die de niet-lineaire belasting zelf teweegbrengt.

De inwendige weerstand van de eindtrap is omstreeks 1000 ohm. Zoals in het begin van dit artikel is opgemerkt, komt de maximale vervorming die in de uitgangsspanning nog toelaatbaar is, erop neer dat de inwendige weerstand maximaal ca. 0,6 ohm mag bedragen. Eén van de taken van de schakeling die de eindtrap bestuurt, is derhalve, te zorgen voor een rondgangsversterking van enige malen 10^3. Om deze reden bestaat de stuurschakeling uit twee trappen.

De primaire taak van de stuurschakeling is het fungeren als regelsysteem, d.w.z. het zodanig besturen van de eindtrap dat een instelbaar deel kU_o van de uitgangsspanning gelijk wordt gehouden aan de referentiespanning V_{ref} van 10 V; het verschil $kU_o - V_{ref}$ wordt versterkt en dient als stuurspanning voor de eindtrap. De fractie k is met de potentiometer P instelbaar van 1/6 tot 1/4, zodat U_o continu regelbaar is van 60 tot 40 V.

Een belangrijke kwestie is de vervorming van de stuurschakeling. Bijzonder gunstig in dit opzicht zijn balansversterkers met hoge weerstand in

[2]) Zie b.v. J. Rodrigues de Miranda, Philips techn. T. **19**, 3, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de gemeenschappelijke katodeleiding, d.w.z. verschilversterkers [3]).

Het voldoende klein houden van de vervorming is vooral voor de eerste trap van de stuurschakeling een zware eis. Deze trap heeft namelijk aan zijn ingang een „fazespanning" van 10 V; de „tegenfazespanning" is het veel kleinere verschil $kU_o - V_{ref}$.

Om ondanks deze aanzienlijke fazespanning de vervorming minimaal te houden, moet men de stroomveranderingen in de buizen die door de fazespanning worden veroorzaakt, zo klein mogelijk houden.

Dit laatste nu is juist het geval bij goede verschilversterkers. Vandaar dat de eerste trap een zeer goede verschilversterker is, met zowel een grote rejectie- als een grote discriminatiefactor.

Om de vervorming van deze trap te beperken tot 0,01%, moet de rejectiefactor van de orde van 10^4 zijn. Dit volgt uit een berekening die analoog is met die welke boven is gegeven onder het hoofd *De vervorming van de gebruikte katodevolgers.*

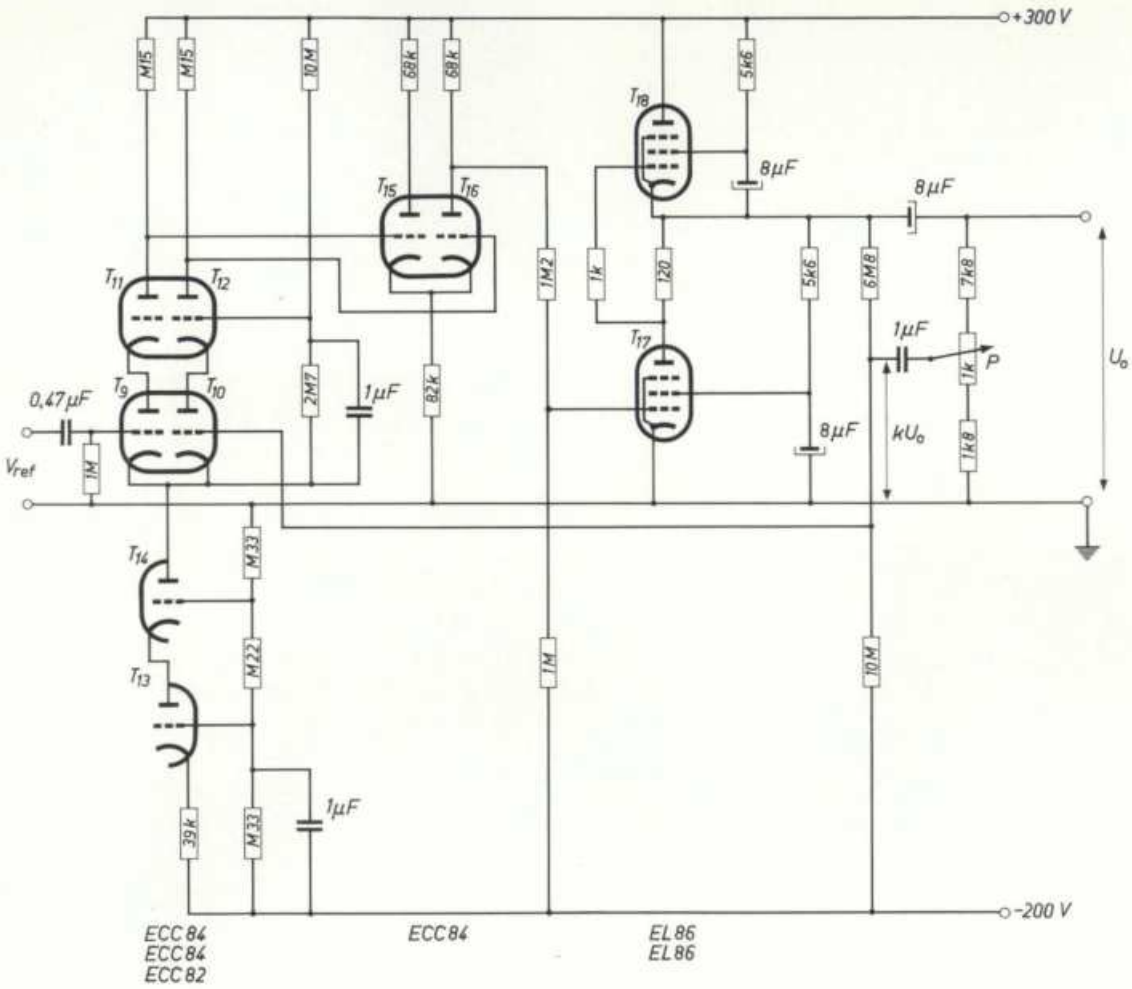


Fig. 6. Schakeling van de eindtrap met tweetrapsstuurschakeling.
Stuurschakeling. Eerste trap: verschilversterker met grote rejectie- en grote discriminatiefactor, bestaande uit de cascodes T_9-T_{11} en T_{10}-T_{12} in balansschakeling met de cascode T_{13} -T_{14} in de gemeenschappelijke katodeleiding. Tweede trap: eenvoudige verschilversterker, bestaande uit de triodes T_{15} en T_{16} in balansschakeling met een weerstand van 82 kΩ in de katodeleiding.
Eindtrap: seriebalansschakeling met de pentodes T_{17} en T_{18}.
In de eerste trap van de stuurschakeling wordt het deel kU_o van de uitgangsspanning (met de potentiometer P is k regelbaar van $\frac{1}{6}U_o$ tot $\frac{1}{3}U_o$) vergeleken met de referentiespanning V_{ref} van 10 V. (In de figuur ontbreekt de verbinding tussen de roosters van T_{11} en T_{12}.)

De eerste trap bestaat uit de cascodes T_9-T_{11} en T_{10}-T_{12} in balansschakeling; in de gemeenschappelijke katodeleiding bevindt zich de zeer hoge differentiaalweerstand van de cascode T_{13}-T_{14} [4]).

Voor de tweede trap is volstaan met een een-

[3]) In het nu volgende gedeelte worden enige termen uit de verschilversterkertechniek gebruikt. Voor de verklaring, zie G. Klein en J. J. Zaalberg van Zelst, Algemene beschouwingen over verschilversterkers, Philips techn. T. **22**, 366-373, 1960.

[4]) Een en ander is een combinatie van de schakelingen van fig. 6 en fig. 9 in het artikel G. Klein en J. J. Zaalberg van Zelst, Schakelingen voor verschilversterkers, I, Philips techn. T. **23**, 69-78, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voudige verschilversterker (triodepaar T_{15}-T_{16} in balansschakeling met een gewone weerstand in de katodeleiding).

Door ongelijke instelling van in balans geschakelde buizen zou de vervorming sterk kunnen toenemen. Gelijkspanningstegenkoppeling houdt de instellingen gelijk.

De totale versterking van de drie trappen bedraagt ca. 12 000. De rondgangsversterking is een factor 6 tot 4 (de potentiometerverhouding) kleiner, dus ca. 2000 tot 3000; dit is voldoende om de inwendige weerstand van de eindtrap tot de gewenste lage waarde te reduceren.

Resultaten

Bij belasting met een weerstand van 1000 ohm zijn de volgende hogere harmonischen in de uitgangsspanning gemeten:

tweede harmonische . . 2,0 $\times 10^{-5} \times U_o$,
derde harmonische . . 3,5 $\times 10^{-5} \times U_o$,
vierde harmonische . . 3,3 $\times 10^{-5} \times U_o$,
vijfde harmonische . . 0,56 $\times 10^{-5} \times U_o$.

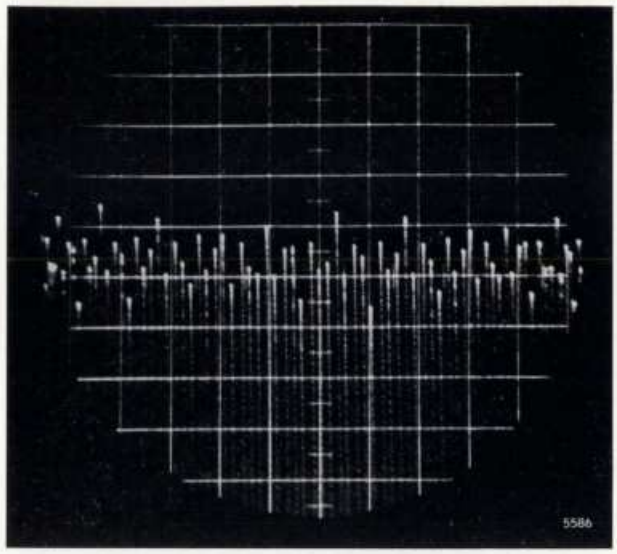
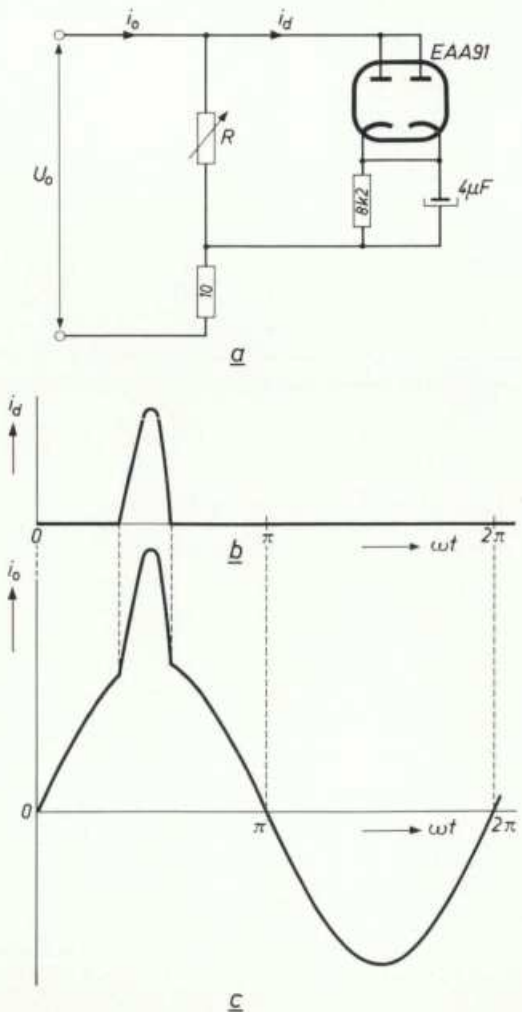


Fig. 8. Met een „elektronische spanningsmicroscoop" [5]) is dit oscillogram gemaakt, dat de toppen van de uitgangsspanning toont (amplitude ca. 70 V). Eén vakje is ca. 14 mV hoog (de nullijn van de sinusoïde moet men zich dus ca. 35 meter beneden de afgebeelde toppen denken!). De fluctuaties in de amplitude zijn maximaal ca. 15 mV (0,02%). De breedte van het oscillogram komt overeen met ongeveer 1 seconde.



Ook zijn metingen gedaan bij niet-lineaire belasting. Als zodanig deed de schakeling van *fig. 7a* dienst, met verschillende waarden van de weerstand R. Door de diode in de parallel met R geschakelde tak loopt alleen stroom gedurende dat gedeelte van de periode waarin de ogenblikswaarde van de wisselspanning hoger is dan de spanning over de condensator die zich in deze tak bevindt. De diodestroom is dientengevolge min of meer impulsvormig (fig. 7*b*) en de totale stroom heeft de gedaante van een sinus met een gesuperponeerde impuls (fig. 7*c*). De vervorming in deze stroom werd gemeten door analyse van de spanning over de serieweerstand van 10 ohm (fig. 7*a*).

Voor ieder der hogere harmonischen kan men de inwendige weerstand R_i bepalen door de desbetreffende stroomcomponent te delen op de bijbehorende spanningscomponent. Voor de tweede tot en met de vijfde harmonische zijn als gemiddelden van metingen met drie waarden van R uitkomsten verkregen die uiteenliepen van 0,46 tot 0,66 ohm.

De benedengrens van de vervorming in de uitgangsspanning wordt voornamelijk bepaald door de vervorming die al in de referentiespanning aanwezig is (zie boven) en waarvoor 3×10^{-5} is gevonden.

Fig. 7. *a*) Schakeling die als niet-lineaire belasting heeft gefungeerd bij het meten van de vervorming. De belastingsstroom i_o bestaat uit een lineaire component, die door de variabele weerstand R loopt, en een niet-lineaire component i_d, die gedurende een klein deel van elke periode over de diode EAA 91 een condensator van 4 μF bijlaadt. Door analyse van de spanning over de serieweerstand van 10 ohm zijn de harmonischen van i_o bepaald. *b*) De laadstroom i_d. *c*) De totale stroom i_o.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De relatieve amplitude- en frequentievariaties in de uitgangsspanning zijn gelijk aan die in de referentiespanning.

Fig. 8 toont een oscillogram waarop over een tijdsverloop van ongeveer één seconde de toppen van de uitgangspanning zijn te zien [5]). De amplitude van de spanning was ca. 70 V. De fluctuatie blijkt ca. 15 mV te bedragen, d.i. ca. 0,02%, dus ruim beneden de gestelde grens van 0,1%.

[5]) G. Klein en J. J. Zaalberg van Zelst, Philips techn. T. **23**, 125 e.v., 1961.

Samenvatting. Voor metingen aan magnetische versterkers was een oscillator nodig die 2 W kon leveren bij een spanning van 50 V, 80 Hz, met als bijzondere eis dat de spanning bij sterk niet-lineaire belasting niet meer dan 0,01% vervorming vertoonde en in amplitude niet meer dan 0,1% fluctueerde. Deze eis komt neer op een zeer lage inwendige weerstand (maximaal ca. 0,6 ohm).

Bij de gekozen oplossing is een splitsing gemaakt in een oscillerend gedeelte en een eindtrap met regelsysteem. Het oscillerende gedeelte (de referentie-oscillator) levert een nagenoeg sinusvormige en constante spanning van 10 V, 80 Hz, die als referentiespanning voor het regelsysteem dient.

In de referentie-oscillator wordt begonnen met een zeer constante kanteelspanning van 80 Hz op te wekken. De hogere harmonischen hiervan worden onderdrukt door tegenkoppeling via *RC*-filters van het dubbel-T-type, die de hogere harmonischen wèl, maar de grondcomponent niet doorlaten. Het resultaat is een referentiespanning met niet meer dan 0,003% vervorming en 0,02% fluctuatie.

Het regelsysteem van de eindtrap vergelijkt een instelbare fractie (1/6-1/4) van de uitgangsspanning met de referentiespanning en bestuurt de eindtrap (twee pentodes EL 86 in seriebalansschakeling). De rondgangsversterking is zo groot dat de inwendige weerstand van de eindtrap wordt gereduceerd tot de vereiste lage waarde van ca. 0,6 ohm. Maatregelen zijn genomen om de vervorming in de versterktrappen van het regelsysteem zeer klein te houden.

METING VAN DE INTENSITEITSVERDELING IN DE LICHTSTIP VAN EEN KATODESTRAALBUIS

535.247.4:621.385.832

Voor het beoordelen van de kwaliteit van het elektronenkanon van een katodestraalbuis is de diameter van het focus op het fluorescerende scherm een belangrijke grootheid. Deze diameter wordt gedefinieerd met behulp van de diametrale intensiteitsverdeling in de lichtstip — theoretisch een gausskromme —, en wel als die breedte waarbinnen de intensiteit groter is dan 1/e van de topwaarde. Het is dus van belang de intensiteitsverdeling te kunnen meten. Voor dit doel worden in de Philipslaboratoria en elders velerlei opstellingen gebezigd. Hoewel onze opstelling geen essentiële elementen bevat die niet verspreid ook door anderen zijn toegepast, is het misschien toch nuttig deze opstelling te beschrijven en enkele algemene praktische ervaringen te vermelden, door ons en anderen in de loop der jaren bij het ontwerpen van opstellingen voor dergelijke metingen opgedaan.

Fig. 1a toont het principe van onze opstelling. Voor het te onderzoeken kanon wordt een proefbuis *A* vervaardigd. De niet gedeflecteerde bundel wordt gefocusseerd op het fluorescerende scherm, en een lichtoptisch vergroot beeld van de lichtstip *F* wordt afgetast met behulp van een hierover verschuivende smalle spleet *S* en een daarachter geplaatste fotomultiplicator *B*. Aftasting met een spleet, in plaats van een gaatje, is mogelijk omdat we rotatiesymmetrie van de bundel onderstellen (zie fig.

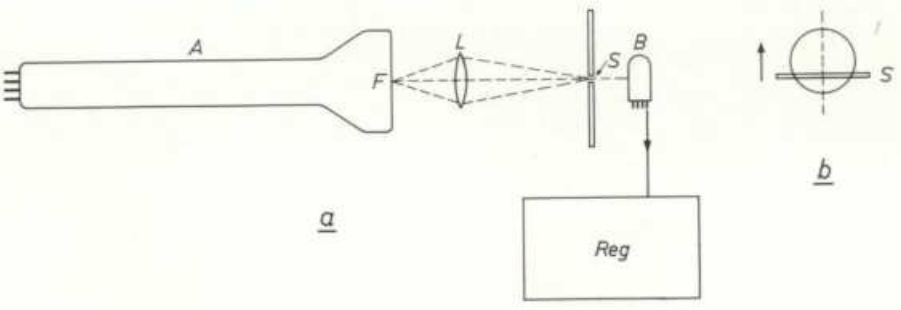


Fig. 1. *a*) Schema van de opstelling. Het te onderzoeken kanon is in een proefbuis *A* gemonteerd. *F* lichtstip, door de lens *L* vergroot op een scherm afgebeeld. De spleet *S* snijdt uit het beeld een smalle strook (zie *b*), waarvan het licht op de fotomultiplicator *B* valt. Door spleet en beeld ten opzichte van elkaar te bewegen (zie pijl in *b*), tast men het gehele beeld af. *Reg* registreertoestel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

1*b*) [1]). Het voordeel is dat er meer licht op de fotomultiplicator valt, en bovendien wordt de vaak hinderlijke korreligheid van het fluorescerende scherm weggemiddeld. Het aangesloten registreertoestel *Reg* tekent een kromme op waaruit de intensiteitsverdeling in de stip kan worden berekend.

teerd en laat men de spiegel draaien [3]). In onze opstelling (*fig. 2*) wordt de elektronenbundel met behulp van een spoel een weinig gedeflecteerd.

Als een bundel met een spanning van 15 kV en een stroom van 0,1-1 mA continu op het fluorescerende scherm zou vallen, zou dit onmiddellijk inbranden.

Fig. 2. Meetopstelling volgens het schema van fig. 1, in gebruik in het Natuurkundig Laboratorium. Het aftasten van het lichtstipbeeld geschiedt hierbij door de bundel een weinig te deflecteren. De proefbuis bevindt zich in een magnetisch afschermende kap van mumetaal (*A*). De fotomultiplicator bevindt zich bij *B*. De intensiteitsverdeling in de lichtstip is bij benadering een gausskromme (vgl. het registrogram).

Voor de beweging van de spleet ten opzichte van het stipbeeld bestaan verschillende methodes. Bij een ervan wordt de spleet bewogen met behulp van een micrometerschroef [2]), bij een andere wordt de lichtstip via een spiegel op de spleet geprojec-

Daarom wordt de bundel door middel van impulsen intermitterend onderdrukt, zodat slechts gedurende een fractie 10^{-4} à 10^{-5} van de tijd elektronen op het scherm vallen. De impulsen kunnen b.v. worden toegevoerd aan de wehneltcilinder van het kanon (*W* in *fig. 3*). Het is daarbij het eenvoudigst om de impulstoppen waarbij de elektronenbundel niet onderdrukt is, een vaste potentiaal te geven, b.v. aardpotentiaal. De bundelstroom kan dan nog wor-

[1]) Met een spleet kan ook een elliptische lichtstip nog eenvoudig worden gemeten, mits de spleet evenwijdig staat met een van de ellipsassen.

[2]) A. Ciuciura, Mullard Applications Research Laboratory, Mitcham, Engeland. Zie Mullard tech. Commun. **5**, 141-158, 1960.

[3]) R. R. Bathelt, Hoofdindustriegroep Elektronenbuizen, Philips, Eindhoven (niet gepubliceerd).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

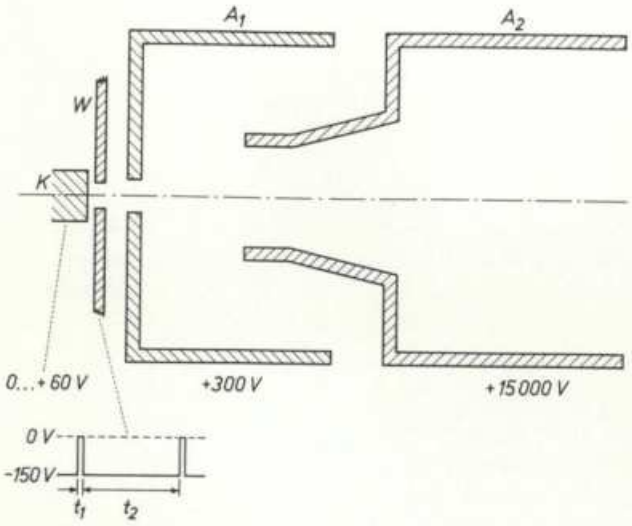


Fig. 3. Axiale doorsnede van het elektronenkanon van een beeldbuis. K katode. A_1, A_2 anodes. De bundel wordt bij de meting intermitterend onderdrukt met behulp van impulsen op de wehneltcilinder W; $t_1/t_2 = 10^{-4}$ à 10^{-5}.

den ingesteld door middel van de katodespanning.

De uitgangsspanning van de fotomultiplicator zal reeds bij kleine bewegingen van de lichtstip ten opzichte van de spleet aanzienlijk variëren. Ongewenste bewegingen kunnen worden veroorzaakt door uitwendige magnetische storingen en door brom en andere spanningsfluctuaties van de voedingsapparaten. Uitwendige magnetische storingen kunnen we tegengaan door de gehele katodestraalbuis magnetisch af te schermen met mumetaal (dikte 1 mm). Spanningsfluctuaties worden voorkomen door de voedingsapparaten goed te stabiliseren. De invloed van de brom en van met het net synchrone uitwendige storingen kunnen we ontgaan door de impulsen waarmee we de bundel intermitterend onderdrukken, te synchroniseren met de netfrequentie. Op het moment dat de bundel verschijnt, hebben de elektrodes dan ondanks de brom steeds dezelfde potentiaal ten opzichte van de katode. De hoogspanning van 15 kV wordt, evenals bij een televisietoestel, verkregen door gelijkrichting van een wisselspanning met een frequentie van ca. 17 kHz. We zorgen ervoor dat deze frequentie een geheel veelvoud is van de netfrequentie, zodat de 17-kHz-rimpel van de hoogspanning ook niet meer van belang is.

Bij buizen met elektrostatische focussering zijn de focusseerelektrodes met het elektronenkanon tot één systeem samengebouwd, zodat deze zonder meer bij de meting kunnen worden gebruikt. Betreft het onderzoek het kanon van een buis met magnetische focussering, dan focusseren we door middel van een spoel. We moeten hierbij, ter voorkoming van beeldfouten, ervoor zorgen dat de symmetrieas van de focusseerspoel samenvalt met de as van de bundel. De spoel wordt daartoe door middel van een instelbare spoelhouder star aan de buishals bevestigd. Als de buis door de een of andere oorzaak wat beweegt, zal de spoel (*1* in *fig. 4*) meebewegen, zodat de spoelinstelling gehandhaafd blijft. De spoelhouder bestaat uit twee ringen (*2*, *2'*), die ieder aan een kant van de spoel worden vastgeklemd. In elke ring drukt een bladveer (*3*) van fosforbrons de buishals tegen twee stelschroeven (*4*, *4'*), waarmee we de ring kunnen centreren. Door beide ringen te centreren, kunnen we de spoelas doen samenvallen met de as van de niet gefocusseerde bundel, hetgeen we als volgt kunnen verifiëren.

Als we, na de bundel met een bepaalde spoelstroom gefocusseerd te hebben, een even grote maar tegen-

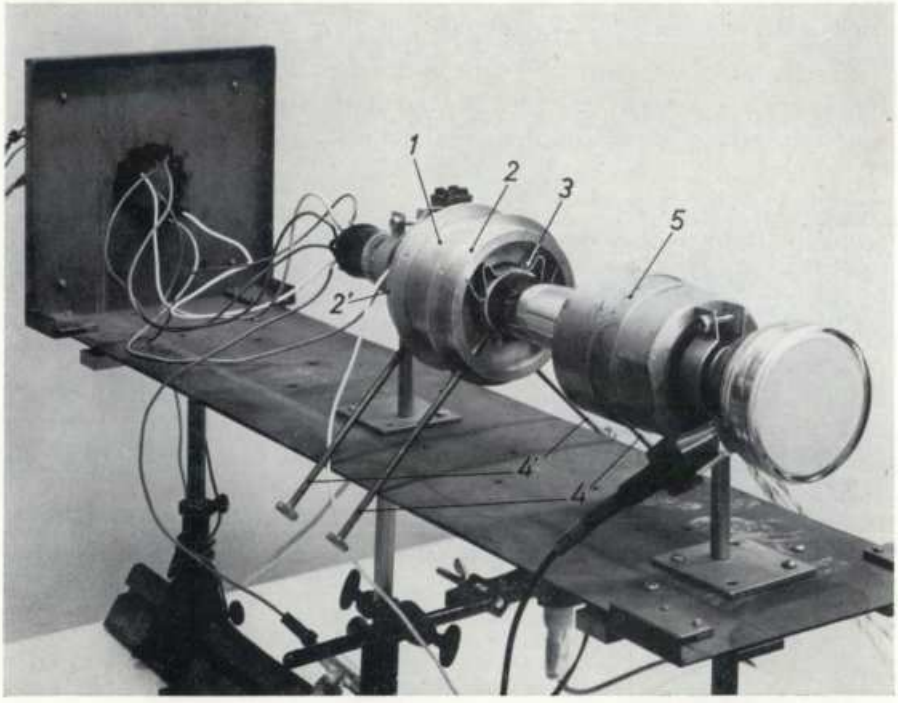


Fig. 4. De proefbuis met zijn spoelen; kap, lichtoptiek en fotomultiplicator zijn verwijderd. *1* focusseerspoel. *2*, *2'* klemringen. *3* bladveer (die in ring *2'* is onzichtbaar). *4*, *4'* stelschroeven. *5* spoel waarmee de bundel voor het aftasten van de lichtstip een weinig wordt gedeflecteerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gesteld gerichte stroom door de focusseerspoel sturen, wordt de bundel weer op het scherm gefocusseerd. In de uitdrukking voor de brandpuntsafstand komt de magnetische inductie op de spoelas immers uitsluitend in even machten voor, zodat, als deze inductie van teken omkeert, de brandpuntsafstand niet verandert. Indien echter de spoel scheef staat, zal het focus op een andere plaats van het scherm liggen dan de eerste keer, doordat de elektronenbanen in het magnetische veld over een even grote, doch tegengestelde hoek worden gedraaid. Door aan de stelschroeven te draaien, kunnen we de beide lichtstippen doen samenvallen. Dit kan echter nog op elke willekeurige plaats van het scherm geschieden, zodat we nòg een instelkenmerk behoeven. Zorgen we ervoor dat het samenvallen geschiedt in het midden van de lichtvlek van de niet gefocusseerde bundel, dan zijn we er zeker van dat ook de spoelas en de as van de niet gefocusserde bundel samenvallen. Daartoe sturen we door de spoel een wisselstroom, en wel met een topwaarde die gelijk is aan de focusseerstroom. We zien dan de twee lichtstippen tegelijk op het scherm, verbonden door een schaar van tussenliggende standen waarin de bundel niet is gefocusseerd (*fig. 5a, b*). Het is nu heel eenvoudig om de spoel met de vier schroeven nauwkeurig in te stellen. Als we in serie met de spoel een condensator van geschikte capaciteit zetten, kan dit bij een betrekkelijk lage wisselspanning geschieden.

Tot besluit geven we een voorbeeld van een onderzoek waarbij van de boven beschreven meetopstelling gebruik is gemaakt, nl. een onderzoek betreffende een bepaald type elektronenkanon van een televisiebeeldbuis [4]). Berekend en gemeten werd een grootheid Q, gegeven door:

$$Q = \frac{2r_i D}{L},$$

waarin $2r_i$ de bundeldiameter is ter plaatse van de deflexiespoel van de beeldbuis bij gefocusseerde bundel, D de diameter van het focus op het fluorescerende scherm en L de afstand deflexiespoel-scherm. Q is nagenoeg onafhankelijk van de plaats van focusseerspoel en deflexiespoel, en zegt derhalve iets over de kwaliteit van het kanon (hoe kleiner Q, hoe beter het kanon). *Fig. 6* laat zien hoeveel procent de experimentele waarde Q_{exp} van Q van het onderzochte kanon afweek van de theoretische waarde Q_{th}. Voor het bepalen van Q_{exp} werd D gemeten met de hierboven beschreven opstelling.

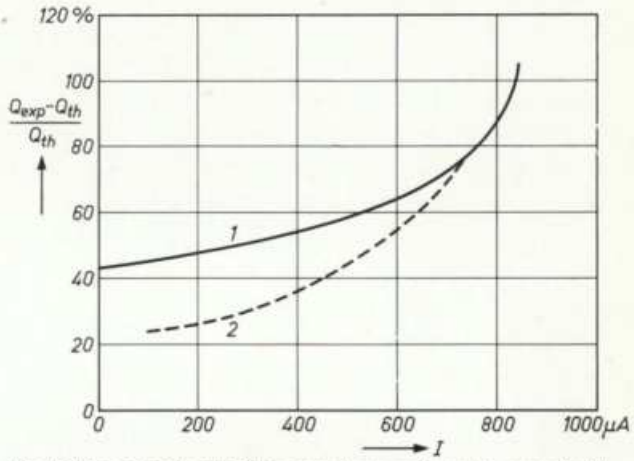
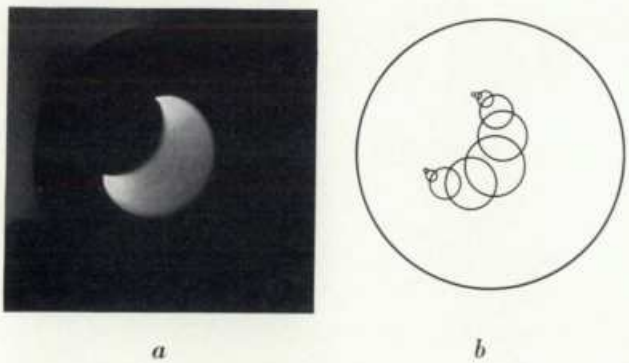


Fig. 6. Procentuele afwijking van de experimentele waarde Q_{exp} van Q ten opzichte van de theoretische waarde Q_{th}, voor een bepaald type elektronenkanon van een televisiebeeldbuis. Bij kromme *1* werd de bundelstroom I gevarieerd door middel van de katodespanning, bij kromme *2* door middel van de katodetemperatuur. (Ontleend aan [4]).)



a *b*

Fig. 5. *a*) Schermbeeld dat men kan krijgen als men door de niet gecentreerde focusseerspoel een wisselstroom stuurt waarvan de topwaarde gelijk is aan de focusseerstroom (men kan ook komma- en snoeimesvormen, en zichzelf kruisende halvemanen krijgen; zie b.v. T. Soller e.a., Cathode ray tube displays, McGraw-Hill, New York 1948, blz. 105, fig. 3.16). *b*) Hoe het beeld in (*a*) ontstaat.
De spoel is gecentreerd wanneer men, door aan de vier stelschroeven van de spoelhouder te draaien, de beide brandpunten (uiteinden van de halvemaan) tot samenvallen heeft gebracht in het midden van de lichtvlek van de niet gefocusseerde bundel.

Om ook de diameter $2r_i$ te kunnen meten, werd in de proefbuis, ter hoogte van de deflexiespoel bij de beeldbuis waarvoor het kanon bestemd was, een vlak rooster van evenwijdige, equidistante draden met bekende onderlinge afstand loodrecht op de bundelas aangebracht. Tussen dit rooster en het scherm bevond zich nog een extra-focusseerspoel (in fig. 4 niet aanwezig, en bij de D-meting niet bekrachtigd). Na de D-meting werd, met *onveranderde* instelling van de focusseerspoel voor de *stip* (*1* in fig. 4), de *extra*-focusseerspoel zodanig bekrachtigd dat nu het *rooster* werd afgebeeld op het scherm. Door het aantal afgebeelde roosterdraden te tellen, kon $2r_i$ worden bepaald.

C. WEBER *).

[4]) J. Hasker en H. Groendijk, Measurement and calculation of the figure of merit of a cathode-ray tube, Philips Res. Repts. **17**, 401-418, 1962 (no. 5).

*) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!